ORSAY
SÉRIE A,
Nº D'ORDRE : 221

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

BRETON Claude

PREMIÈRE THÈSE

Étude de l'ionisation de l'hydrogène dans une décharge pulsée

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 3 février 1967, devant la Commission d'examen

MM. JACQUINOT — Président

SCHATZMAN
DELCROIX
HUBERT — Examinateurs

ORSAY
SÉRIE A,
Nº D'ORDRE : 221

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

BRETON Claude

UNIV. LEIDEN BIBL.

PREMIÈRE THÈSE

Étude de l'ionisation de l'hydrogène dans une décharge pulsée

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 3 février 1967, devant la Commission d'examen

MM. JACQUINOT — Président

SCHATZMAN
DELCROIX
HUBERT — Examinateurs

UNIVERSITÉ DE PARIS – FAÇULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Professeurs

Le Doyen
M. ZAMANSKY

MM.	PRENANT	T Anatomie & histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie organique
	WYART	T Minéralogie & cristallographie
	TEISSIER	T Zoologie
	AUGER	T Physique quantique & relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique E.N.S.
	CARTAN	T Mathématiques E.N.S.
	LAFFITTE	T Chimie générale
	N...	T Géométrie supérieure
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
MM.	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique E.N.S.
	EPHRUSSI	T Génétique
	GAUTHERET	T Biologie végétale CPEM
	LUCAS R.	Recherches physiques
	THOMAS A.	T Biologie cellulaire
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique CPEM
	FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météorologie & dynamique de l'atmosphère
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
MM.	THELLIER	T Physique du globe
	PONCIN	T Mécanique générale
	DUBREIL	T Arithmétique & théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	CAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie & diffraction électronique
	WIEMANN	T Chimie organique & structurale
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralogie & cristallographie
	J.P. MATHIEU	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions & topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités & physique mathématiques
	SCHWARTZ	T Calcul différentiel & intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique)
	BRELOT	T Analyse supérieure
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie appliquée
	DUGUE	T Statistique mathématique
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiologie de la nutrition
MM.	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLERS	T Anatomie & histologie comparées
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANÇON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie physique, géologie dynamique
	DODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique mathématique de la physique
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique M.G.P.
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
MM.	DIXMIER	T Mathématiques M.P.C.
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique
	BRUSSET	T Chimie systématique
M.	LEVY	T Physique théorique des hautes énergies
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
	HUREL PY	T Biologie végétale CPEM
MM.	PANNETIER	T Chimie générale I
	BRUN	T Mécanique des fluides I
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrégation)
Mme	LELONG	T Mathématiques II E.N.S.
MM.	BELLAIR	T Géologie S.P.C.N.
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J.E.	T Chimie organique physique
	LAMOTTE	T Zoologie E.N.S.
	OLMER	T Energétique générale
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CURIEN	T Minéralogie & cristallographie
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique nucléaire & radio-activité
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie CPEM
	FREYMANN	T Recherches physiques
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
MM.	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique & théorie des groupes
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS G.	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales
	BRICARD	T Météorologie
Mme	ALBE-FESSARD	T Psycho-physiologie
MM.	JULIA	T Etude des molécules naturelles complexes
	MAGAT	T Physico-chimie des rayonnements
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
MM.	MONOD	T Chimie du métabolisme
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	CHATELET	T Chimie CPEM
	MATTLER	T Physique SPCN
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermodynamique & mécanique physique
MM.	FRANC	T Biologie animale CPEM
	SCHNELL	T Botanique tropicale
	STOLKOWSKI	T Physiologie générale
	ACHER	T Chimie biologie
	BAUDOIN	T Biologie animale CPEM
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique & mécanique céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
MM.	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Mécanique physique & expérim.
	CABANNES	T Mécanique générale
	CAIRE	T Géographie physique & géologie dynamique
	COMOLET	Mécanique des fluides
	DELLOUE	T Physique de l'exosphère
	HOUILLON	Biologie animale CPEM
	OLIVIER	Anthropologie
	SAMUEL	T Mathématiques (ENS Jeunes filles)
	THIRY	T Mécanique céleste
	ABELES	T Physique SPCN
	AMAT	T Thermodynamique
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire & radio-activité
M.	BOUGIS	Biologie végétale marine Villefranche s/Mer
MM.	RIGAUDY	T Chimie SPCN
	COLLONGUES	Chimie CPEM
	DUBERT	Biochimie
	NOZIERES	Physique générale
	CADIOT	Chimie organique
	IVANOFF	Océanographie physique
	FRANÇOIS	Zoologie
	TALBOT	Génie chimique
Mme	NOUGARÈDE	Botanique
MM.	BRUHAT	T Mathématiques MPC
	FOURNET	Electricité générale
	DEHEUVELS	T Mathématiques propédeutique
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
MM.	GENEVES	Biologie végétale CPEM
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie organique
	NICOLAS	Géologie appliquée
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	T Pétrographie
	MOREL F.	T Physiologie comparée
	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique E.S.E.
	SILBER	T Chimie CPEM
	UEBERSFELD	T Electronique
		T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
Mme	PECKER-WIMEL	T Astrophysique
MM.	BALKANSKI	Physique M.P.C.
	LE CORRE	T Electricité
	NATAF	T Physique nucléaire & radio-activité
	ECHALIER	Biologie animale CPEM
	BARRAUD	T Physique CPEM
	DARS	Géologie structurale & appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	SIGWALT	T Chimie SPCN
	BLAQUIERE	Electronique
	BARUCH	Physique propédeutique
	ARNOUS	T Physique théorique
	SLONIMSKI	Génétique
	MALLIAVIN	T Mathématiques propédeutique
	GAUDEMAR	Chimie propédeutique
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Mathématiques MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	BOK	Physique propédeutique
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	Biologie végétale CPEM
	FAVARD P.	Biologie animale CPEM
Mme	CHARNIAUX-COTTON	Evolution des êtres organisés
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
MM.	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique atomique
	TAVERNIER	Physique CPEM
	DURAND Michel	Biologie animale SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	Biologie animale CPEM
MM.	CAGNAC	Physique agrégation
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire
	KRASNER	T Mathématiques
	BENZECRI	T Statistiques
	VINH MAU	Physique M.G.P.
	DUQUESNES	Physique CPEM
	SCHUTZENBERGER	Programmation
	TREMILLON	Chimie MPC
	FAYARD	Chimie MPC
	BUVET	Chimie CPEM
	AUTHIER	Physique MPC
	PICINBONO	T Physique CPEM
	BONNEFILLE	Electrotechnique
Mme	PUISEUX DAO	Biologie végétale

UNIVERSITÉ DE PARIS – FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

Professeurs

MM.	MANGENOT G.	T Biologie végétale
	JACQUINOT P.	T Optique
	GUINIER A.	T Electricité & physique des solides
	GRIVET P.	T Electronique
	BLANC-LAPIERRE A.	T Accélérateur linéaire
	L'HERITIER P.	T Génétique des virus
	LEMEE G.	T Ecologie végétale
	MOYSE A.	T Physiologie végétale
	DODE M.	T Chimie thermodynamique
	DENY J.	T Mathématiques
	RIVIERE A.	T Géologie générale & sédimentologie
	MICHEL A.	T Chimie minérale
	MAY R.	T Anatomie comparée
	DELANGE H.	T Mathématiques
	CHAPELLE J.	T Physique expérimentale
	LACOMBE P.	T Métallurgie
	BENOIT P.	T Physiologie générale
	GUINOCHET J.	T Biologie végétale SPCN
	NERON A.	T Mathématiques
	NOZERAN R.	T Botanique approfondie
	CASTAING R.	T Thermodynamique
	ELLENBERGER F.	T Géologie structurale
	LEDERER E.	T Chimie biologique
	RIZET J.	T Génétique
	LENDER T.	T Biologie animale SPCN
	POITOU G.	T Mathématiques
	FREON P.	T Chimie organique
	TONNELAT	T Biologie physico-chimique
	BRUNN Jan	T Géologie historique
	JEAN M.	T Physique nucléaire
MM.	BERGERARD J.	T Zoologie
	ROGER J.	T Paléontologie
	LEFORT M.	T Chimie nucléaire
	LAGARRIGUE A.	T Physique des hautes énergies
	JULLIEN J.	T Chimie structurale organique
	ARNULF A.	T Optique
	ROUAULT M.	T Diffraction électronique
	MARECHAL A.	T Optique théorique et appliquée
	MAZET R.	T Mécanique générale
	DAVID Serge	T Chimie agrégation
	GUERIN H.	T Chimie des gaz et des combustibles
	LESIEUR L.	T Mathématiques MPC et algèbre
	KOURGANOFF	T Astronomie
	ARNOULT P.	T Physique électronique
	KAHANE J.P.	T Mathématiques
	BROCHARD J.	T Physique propédeutique
Mme	ROIZEN	T Physique C.P.E.M.
MM.	BERTEIN F.	T Electronique
	MALGRANGE B.	T Mathématiques
	CORABOEUF E.	T Physiologie animale
	FRIEDEL J.	T Physique des solides
	CHEVAUGEON J.	T Cryptogamie
	MEYER P.	T Physique théorique & atomique
	LEHMANN P.	T Accélérateur linéaire
	CHABBAL R.	T Physique propédeutique
	DELCROIX J.M.	T Physique des plasmas
	CERF J.	T Mathématiques
	D'ESPAGNAT B.	T Physique théorique
	SCHAEFFER P.	T Microbiologie
	DE GENNES P.	T Physique des solides
Mme	MARTY N.	Physique propédeutique
MM.	GOURDIN M.	Physique théorique
	PEREZ-Y-JORBA	Physique propédeutique
	GORENFLOT E.	Biologie végétale SPCN
	RIOU M.	Physique nucléaire
	BROUSSE R.	Géologie S.P.C.N.
	LIORET C.	Physiologie végétale
	CLAUSER H.	Chimie biologique
	JANCOVICI B.	Physique atomique
	LURCAT J.	Physique propédeutique
	LE BERRE J.	Entomologie
	LAVOREL J.	Biophysique
	PERIO P.	Physique propédeutique
	PETIZON M.	Stéréochimie
	CHEMLA M.	Chimie des isotopes
	MAZIERES C.	Chimie SPCN
	VILKAS M.	Chimie C.P.E.M.
	BLANDIN A.	Physique des solides
	BRUN G.	Génétique
	MERCOUROFF	Physique agrégation
	ANDRE J.	Microscopie électronique
	CHEVALLIER F.	Physiologie animale
Mlle	MARCOU	Biologie cellulaire C.P.E.M.
MM.	BOURDU R.	Physiologie végétale
	BERKALOFF A.	Biologie animale CPEM
Mlle	LEFORT M.	Biologie cellulaire CPEM
Mme	LAMBERT	Physique C.P.E.M.
MM.	BIZOT J.C.	Physique M.P.C.
	GUIRAUD J.P.	Mécanique
	LABOUESSE B.	Chimie SPCN

Ce travail a été effectué au Service de Recherches sur la Fusion Contrôlée, au Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses. Il est le fruit d'une étroite collaboration avec Monsieur Schwob qui, pour sa part, s'est consacré plus particulièrement aux problèmes liés aux impuretés et à l'ultraviolet lointain.

Je remercie très vivement Monsieur le Professeur Jacquinot, qui a bien voulu accepter de patronner ce travail, Monsieur le Professeur Schatzman et Monsieur le Professeur Delcroix.

Je remercie tout particulièrement Monsieur Hubert, Chef du Service, sans qui cette étude n'aurait pu être entreprise, pour les conseils et suggestions qu'il m'a donnés durant nos nombreuses réunions de travail.

Je remercie Monsieur Romand, Directeur Adjoint du Laboratoire des Hautes Pressions, pour l'intérêt constant qu'il a porté à nos expériences.

Une pensée toute particulière va à Monsieur Schwob qui a fait que notre collaboration soit agréable et fructueuse.

Je remercie également Monsieur Roche et Madame Breton pour avoir mené à bien la programmation des différents calculs figurant dans cet ouvrage.

Les mesures réalisées en hyperfréquence par MM. Papoular, Faugeras et Zanfagna m'ont été d'un grand secours pour la compréhension de certains problèmes.

Enfin, je remercie tous ceux qui ont contribué, au cours de discussions, à éclairer certains points particuliers.

TABLE DES MATIÈRES

Pages

RESUME 7

I - INTRODUCTION 9

II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL 12

A - Description sommaire de la machine 13

a) L'enceinte à vide 13
b) Le circuit de décharge 14
c) Le circuit magnétique de stabilisation 15
d) L'alimentation en gaz 15

B - Appareils et dispositifs d'observation 15

a) Possibilités d'observation 15
b) Spectrographes et monochromateurs 15
c) Mesures des densités et analyse radiale 16

C - Caractéristiques du plasma de T.A.2000 16

III - ETUDE COMPARATIVE DES PRINCIPAUX PROCESSUS 18

A - La distribution électronique 18

B - Processus, temps caractéristiques 20

a) Ionisation par choc et recombinaison par choc triple 20
b) Photoionisation et recombinaison radiative 21
c) Excitation par choc et desexcitation par choc 22
d) Photoexcitation et désexcitation spontanée 23
e) Absorption continue par les électrons libres et rayonnement de freinage ... 24
f) Conclusion 24

IV - LES PROCESSUS ELEMENTAIRES 26

A - Processus liés à la dissociation de la molécule 26

a) Les processus primaires 26
b) Les processus secondaires 30
c) Chocs entre particules lourdes 32
d) Coefficients de réaction 33

B - Processus liés à l'ionisation et à l'excitation de l'atome 33

a) Coefficients d'Einstein et forces d'oscillateur 35
b) Excitation et desexcitation par choc d'électrons 35
c) Ionisation par choc d'électrons 39

V - LA REABSORPTION DES RAIES 42

A - Introduction 42

Pages

B - Equation de transfert 43

a) Coefficient d'absorption 43
b) Coefficient d'émission 44
c) Fonction source 44
d) Solution de l'équation de transfert 44

C - Coefficient de transmission moyen d'un cylindre 47

VI - MODELES THEORIQUES DECRIVANT LA PERIODE D'IONISATION 52

A - Le modèle simplifié 52

a) Température constante 55
b) Température croissante 58
c) Exemple d'application 59

B - Rôle de la dissociation moléculaire 59

a) Processus 61
b) Système d'équations et solutions 61
c) Influence sur la température électronique 65

C - Rôle de la réabsorption des raies 65

a) Processus 66
b) Système d'équations 67
c) Solution pour un atome à 5 niveaux 67

D - Modèle général pour l'ionisation de l'hydrogène 69

a) Système d'équations 69
b) Solutions pour un atome à 5 niveaux 70
c) Influence de la température atomique 70

VII - APPLICATION DU MODELE GENERAL 73

A - Méthode de mesure de la température électronique 73

a) Largeur temporelle des raies 73
b) Instant d'apparition du maximum 73
c) Exemple d'application 73
d) Mesure de T_e pour les diverses conditions 77

B - Les raies moléculaires 79

C - L'intensité des raies 81

a) Rapport d'intensité des raies L_β et H_α 81
b) Intensité relative de L_α, L_β, H_α, H_β 87

VIII - LA PREIONISATION 89

A - Caractéristiques de la prédécharge 89
B - Etat pseudo-stationnaire 90
C - Intensité de la raie H_β 90

a) Mesures 90
b) Calcul de $I_{H_\beta}(Te, n_e)$ 91

D - Intensité des raies à l'état stationnaire 93

IX - ETUDE DE L'HOMOGENEITE DU PLASMA 94

A - Observation à la caméra à fente 94
B - Analyse radiale de l'intensité des raies 95

a) Dispositif expérimental 95
b) Largeur et position des pics 96
c) Répartition radiale 96

Pages

C - Mesures en microondes 97
D - Conclusion 98

X - CONCLUSIONS 99

REFERENCES 100

RÉSUMÉ

Le but de ce travail est l'étude de la phase d'ionisation d'une décharge pulsée dans l'hydrogène. Le dispositif expérimental est constitué d'une enceinte torique de 2 mètres de grand diamètre et de 25 cm de petit diamètre. La décharge est induite par un circuit primaire dans lequel circule un courant issu d'une batterie de condensateurs (90 kilojoules). La pression de l'hydrogène est comprise entre 0,7 et 7 microns de mercure. Le courant maximum est de l'ordre de 200 kiloampères la demi période de 320 μs.

L'étude expérimentale de l'ionisation est faite essentiellement par spectroscopie dans le domaine du visible, du proche ultraviolet et de l'ultraviolet lointain (8000-600 Å). Des mesures complémentaires ont été faites à l'aide des microondes pour la détermination des densités électroniques, à l'aide d'une caméra rapide pour l'étude de l'homogénéité du plasma.

L'interprétation des résultats est basée sur l'édification de modèles théoriques décrivant, en fonction du temps l'état de dissociation, d'excitation et d'ionisation du plasma. C'est-à-dire qu'on calcule les populations des diverses espèces, et l'intensité des raies spectrales en fonction du temps. Celle-ci constitue le lien entre la théorie et les observations. Des calculs, on déduit une méthode de mesure de la température électronique basée uniquement sur l'évolution de l'intensité relative d'une raie de l'atome d'hydrogène.

L'édification d'un modèle nécessite un certain nombre d'hypothèses sur les processus. Un chapitre est consacré à l'étude de ces hypothèses pour aboutir à un schéma convenable. Les processus qui sont à retenir, pour le plasma considéré ici, sont les suivants :

ionisation par choc d'électrons

excitation par choc d'électrons

desexcitation par choc d'électrons

photoexcitation

desexcitation spontanée

En outre, on justifie l'hypothèse d'une distribution maxwellienne des vitesses des électrons.

Une attention particulière est apportée au rôle joué par la dissociation moléculaire. Chaque processus est ensuite analysé en ce qui concerne les sections efficaces : Un certain nombre de formules empiriques sont proposées pour celles-ci. Elles sont utilisées pour le calcul des divers coefficients de réactions ou $< \sigma . v >$ moyen, (σ section efficace, v vitesse des électrons)

Le problème est considérablement compliqué par la réabsorption des raies notamment des raies résonnantes. La résolution de l'équation de transfert sur un axe est sommairement reprise pour situer les hypothèses introduites dans ce chapitre. Deux expressions pour le coefficient de transmission le long d'une droite située dans le plasma en sont déduites. Il leur correspond deux nouvelles expressions pour le coefficient de transmission moyen d'un cylindre infini de rayon R.

On expose ensuite les divers modèles théoriques d'ionisation partant d'un modèle simplifié considérant uniquement un atome à un niveau et le continuum. Puis l'on s'attache à montrer l'incidence, sur un tel modèle, d'une part de la dissociation des molécules, seule espèce préexistant dans la chambre à décharge, et d'autre part, de la réabsorption des raies.

Enfin un modèle complet est proposé. Les solutions pratiques concernent des atomes à cinq niveaux plus le continuum.

Ce dernier modèle est utilisé pour interpréter les résultats expérimentaux. Cette interprétation est vue sous deux angles différents :

a) Détermination de la température électronique

b) Vérification du modèle par la mesure du rapport du coefficient de transmission de la raie de Lyman β et de la raie H_α d'une part ; de la variation avec la pression de l'intensité des raies L_α, L_β et H_α, H_β d'autre part.

Ces deux mesures tendent à valider le modèle proposé.

Une étude particulière est faite sur la préionisation qui est une décharge lente à faible puissance précédant l'amorçage de la décharge principale. Moyennant certaines hypothèses on donne une mesure de la température dans cette prédécharge.

Enfin on expose les résultats des observations sur l'homogénéité et la répartition du plasma Ces résultats font apparaître un amorçage pelliculaire de la décharge suivi d'une striction de la colonne de plasma.

I - INTRODUCTION

L'étude des décharges électriques dans les gaz et les phénomènes qui s'y rattachent, en particulier l'émission lumineuse, est déjà une science ancienne. Elle a cependant pris un essor tout particulier depuis qu'on a cherché à réaliser des décharges beaucoup plus puissantes, stables, de volumes plus grands et, souvent, à des pressions sensiblement plus basses qu'auparavant. Cet essor date d'une dizaine d'années environ lorsque les recherches sur la fusion contrôlée ont pris un développement considérable dans un nombre important de laboratoires. Ces progrès ont permis d'obtenir des décharges qui représentent un progrès important en particulier en ce qui concerne les températures atteintes. Elles constituent, pour le spectroscopiste des sources aux possibilités variées.

Celui-ci peut considérer ses expériences sous deux angles différents. Il peut utiliser le plasma pour la mesure de grandeurs intéressant la physique atomique : mesure de longueurs d'onde de raies nouvelles [1 à 8] en particulier pour les ions à charges multiples produits dans des conditions meilleures que dans les étincelles glissantes couramment utilisées en spectrographie sous vide ; détermination des niveaux d'énergie correspondants ; mesure des forces d'oscillateur(*) ; mesure des constantes stark(*)... etc. Il peut aussi considérer la spectroscopie comme un diagnostic et utiliser ses méthodes pour la mesure des paramètres inconnus de la décharge : températures atomique, ionique, électronique, densités de particules chargées, valeur du champ magnétique, degré de turbulence, proportions d'impuretés, bilan d'énergie etc.

Les perspectives offertes par le second point de vue sont certainement plus limitées mais les deux préoccupations pourront être mélées. Une des voies plus directement en accord avec les recherches sur la stabilisation des décharges est l'étude de modèles théoriques décrivant les diverses observations. Le spectroscopiste se rapproche alors de l'astrophysicien avec l'avantage de pouvoir agir sur le plasma, tout au moins dans une certaine mesure.

Il semble évident que l'édification d'un tel modèle dépendra de deux grands domaines très différents. L'un est la physique atomique par la nature des processus considérés et des observations. L'autre est la physique des fluides pour le comportement du plasma dans les "bouteilles magnétiques" chargées de le contenir et dont le problème majeur demeure la stabilité.

L'ensemble constitue un sujet vaste et complexe. Négliger un certain nombre d'aspects dans un modèle entraîne une limitation de sa validité, limitation qu'il est souvent difficile d'évaluer réellement.

Jusqu'à maintenant les modèles édifiés par les spectroscopistes ignorent les questions de stabilité. L'hypothèse du plasma homogène et confiné est généralement admise. Tout au plus tient-on compte de phénomènes tels que les pertes [9] de particules chargées vers les parois et l'injection [9] de particules neutres ou faiblement ionisées venant soit des parois, soit d'une nappe de gaz froid périphérique.

La physique atomique nous donne un certain nombre de grandeurs, telles que les diverses sections efficaces de choc et les constantes atomiques. Ces grandeurs sont plus ou moins bien connues surtout lorsqu'il s'agit d'éléments autres que l'hydrogène existant dans les décharges sous formes d'ions à charges multiples. Cependant ces questions ont fait, ces dernières années, l'objet d'un grand nombre de travaux tant théoriques qu'expérimentaux.

(*) Une revue de ces problèmes peut être trouvée dans le livre de H.R. Griem, "Plasma Spectroscopy" Mc Graw-Hill, (1964).

L'un des caractères qui distingue le plasma de laboratoire à haute température est qu'il est essentiellement transitoire et que ses propriétés peuvent être fort éloignées de celles qu'on aurait dans un régime stationnaire. Cependant dans certaines conditions, par exemple aux densités élevées, il peut exister un état d'équilibre régi par la loi d'action de masse. Le caractère transitoire se manifeste alors par le déplacement de cet équilibre dû à la variation d'un paramètre tel que la température. La constante de temps de cette variation devra alors être sensiblement supérieure au temps de relaxation des équilibres pour que ceux-ci soient conservés.

Notons à cette occasion qu'un état stationnaire peut être tout à fait en dehors de l'équilibre et déterminé, entre autres, par un renouvellement permanent des particules. Il en sera de même lors d'une compétition à taux de réaction égaux de deux processus ayant des effets contraires mais non inverses l'un de l'autre. C'est le cas de l'état stationnaire dit coronal.

Dès 1959 [10-11-12] l'idée d'obtenir des renseignements, par voie spectrométrique, sur les mécanismes de l'ionisation est apparue, basée expérimentalement sur l'étude en fonction du temps de l'intensité des raies spectrales. Le point essentiel est la création d'un modèle décrivant correctement les observations. Depuis la question a largement progressé et on a cherché à tenir compte d'un plus grand nombre de phénomènes.

Naturellement, le premier d'entre-eux est le modèle correspondant à l'équilibre thermodynamique total incluant l'équilibre des processus radiatifs et nécessitant de ce fait des profondeurs optiques grandes pour toutes les radiations. Si l'on peut négliger les effets de bords (grand volume ou réflecteur parfait autour du plasma) le champ de rayonnement est décrit par la loi de Planck et la loi de Kirchoff lie le coefficient d'émission J_ν au coefficient d'absorption k_ν à la fréquence ν :

$$\frac{J_\nu}{k_\nu} = B_\nu(T)$$

S'il existe un gradient de température le champ de rayonnement n'est plus décrit par la loi de Planck, $B_\nu(T)$, et l'on définit un équilibre thermodynamique local où la loi de Kirchoff est encore valable.

Lorsque la densité ou les dimensions du plasma diminue le rayonnement s'échappe de celui-ci et l'équilibre radiatif disparaît. Cependant, les processus de collision pouvant encore être largement dominants devant les processus d'émission de rayonnement de telle sorte qu'un équilibre existera encore.

Pour l'ensemble de ces cas l'équilibre entre les divers états de la matière est gouverné par la loi d'action de masse qui s'exprime pour l'ionisation et l'excitation par les formules de Saha et de Boltzman.

$$\frac{n_{r+1}\, n_e}{n_r} = 2\, \frac{g_{r+1}}{g_r} \left(\frac{2\pi kTm}{h^3}\right)^{3/2} e^{-\frac{\chi_r}{kT}}$$

$$\frac{n_r^*}{n_r} = \frac{g_r^*}{g_r}\, e^{-\frac{\chi_r^*}{kT}}$$

n_e, n_r et n_{r+1} représentent les densités, en nombre de particules par cm^3 d'électrons, d'ions r et r + 1 fois ionisés à l'état fondamental, n_r^* est la densité en ions r fois ionisés sur un niveau d'excitation quelconque et les g sont les poids statistiques. χ_r^* et χ_r sont les énergies d'excitation et d'ionisation de l'ion r fois ionisé.

De plus la distribution des vitesses des particules est maxwellienne.

Pour une densité encore plus basse la fréquence des processus d'émission du rayonnement devient comparable à la fréquence des processus de choc : Les lois d'équilibre cessent d'être valables. Les premiers niveaux touchés sont ceux de petit nombre quantique principal pour lesquels les sections efficaces de choc sont notablement plus faibles que pour les niveaux élevés tandis que l'inverse se produit pour les coefficients de transition spontanée. On peut donc imaginer des conditions de densité et de température telles que, seuls, les niveaux élevés soient en équilibre (pour des processus de chocs) et ils le seront en particulier avec les électrons libres. Un tel état a été étudié par Hinnov et Hirschberg pour l'hélium dans la post décharge du stellarator B. 1 [13]. Dans ce type d'expérience la mesure relative de l'intensité des termes supérieurs d'une série donne la température électronique (série 2^3P-n^3D dans l'article cité).

Enfin, à partir d'une densité suffisamment basse cette frontière entre les niveaux en équilibre et les niveaux hors d'équilibre est repoussée assez haut et on se trouve dans le domaine dit coronal.

Le modèle coronal fut créé il y a une vingtaine d'années pour l'interprétation du spectre de la couronne solaire [14-15] et a été largement utilisé [16]. Il décrit la compétition de processus ayant des effets inverses : processus de chocs (ionisation à partir du niveau fondamental) et processus radiatifs (recombinaison radiative électron-ion).

Lors du développement de l'ionisation, les premiers dominent. Le régime est transitoire et tend exponentiellement vers une limite, fonction de la température électronique seule, qui constitue le pseudo équilibre coronal. Les taux de réaction, pour les deux types de processus sont alors égaux.

L'intensité des raies spectrales est, essentiellement, déterminée par le nombre de chocs électroniques par seconde sur le niveau fondamental. En outre, le plasma est supposé transparent pour toute radiation (profondeur optique faible).

McWhirter a utilisé le premier un tel modèle pour l'hydrogène atomique dans une décharge du tore ZETA [10]. Il a depuis largement attaché son nom aux travaux en ce domaine. Breton [17] reprenant le même modèle en déduit une mesure simultanée de la température électronique et du coefficient de préionisation d'une décharge dans le tore T.A.2000. McWhirter indique ensuite le principe de l'extension du modèle à une impureté subissant des ionisations successives [18]. Simultanément Hobbs, McWhirter et al. [19] et Breton [17] donnent une application dans le cas d'une décharge dans ZETA et d'une décharge dans T.A.2000. Une méthode de mesure de la température électronique en fonction du temps est indiquée par Breton. Cette méthode perfectionnée depuis [20] est étudiée en détail par Schwob [21].

Le modèle coronal a été progressivement perfectionné. La première modification consiste à tenir compte des collisions sur les niveaux excités [22] incluant la recombinaison par choc triple. Le plasma est toujours considéré comme transparent pour toute radiation.

L'objet de ce travail est d'exposer ce qui a été fait en ce domaine au laboratoire de Fontenay-aux-Roses. Les premiers résultats expérimentaux sur l'évolution de l'intensité des raies de l'hydrogène atomique et leur interprétation à l'aide du modèle coronal, ont servi de base à une étude plus détaillée des phénomènes de dissociation, d'excitation et d'ionisation.

Nous avons d'abord cherché à connaître le rôle joué par les processus liés à la dissociation de la molécule d'hydrogène seule espèce préexistant dans la chambre à décharge [23]. Quoique pour les impuretés telles que l'oxygène ou l'azote le problème soit le même on pourra n'en pas tenir compte car on s'intéresse généralement aux ions.

Le second problème étudié est celui de la réabsorption du rayonnement. Pour certaines raies le plasma n'est pas parfaitement transparent et il est nécessaire d'étudier le rôle de leur réabsorption sur l'évolution des phénomènes. Il en est tenu compte en introduisant un facteur de transmission, caractéristique d'une transition et fonction d'un certain nombre de paramètres variables de la décharge, pondérant le coefficient d'émission spontanée [24].

La synthèse de ces différentes études nous a conduit à un modèle général décrivant l'état instantané de dissociation, d'excitation et d'ionisation d'un plasma transitoire supposé homogène [25]. Les tests expérimentaux qui lui ont été appliqués dans le cas d'une décharge dans le tore T.A.2000 permettent de penser qu'il décrit assez bien les phénomènes [26].

II - DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le plasma faisant l'objet de la présente étude est produit par des décharges annulaires induites dans le dispositif baptisé "T.A.2000". (Tore en Aluminium de 2000 mm de grand diamètre), [27-28] qui fait partie d'un des premiers types de dispositifs réalisés pour la création, le confinement et le chauffage d'un gaz ionisé. Le principe de confinement utilise l'effet de striction résultant de l'attraction des filets de courant parallèles. Le plasma produit se détache ainsi des parois, il est chauffé par l'effet ohmique dû au passage du courant.

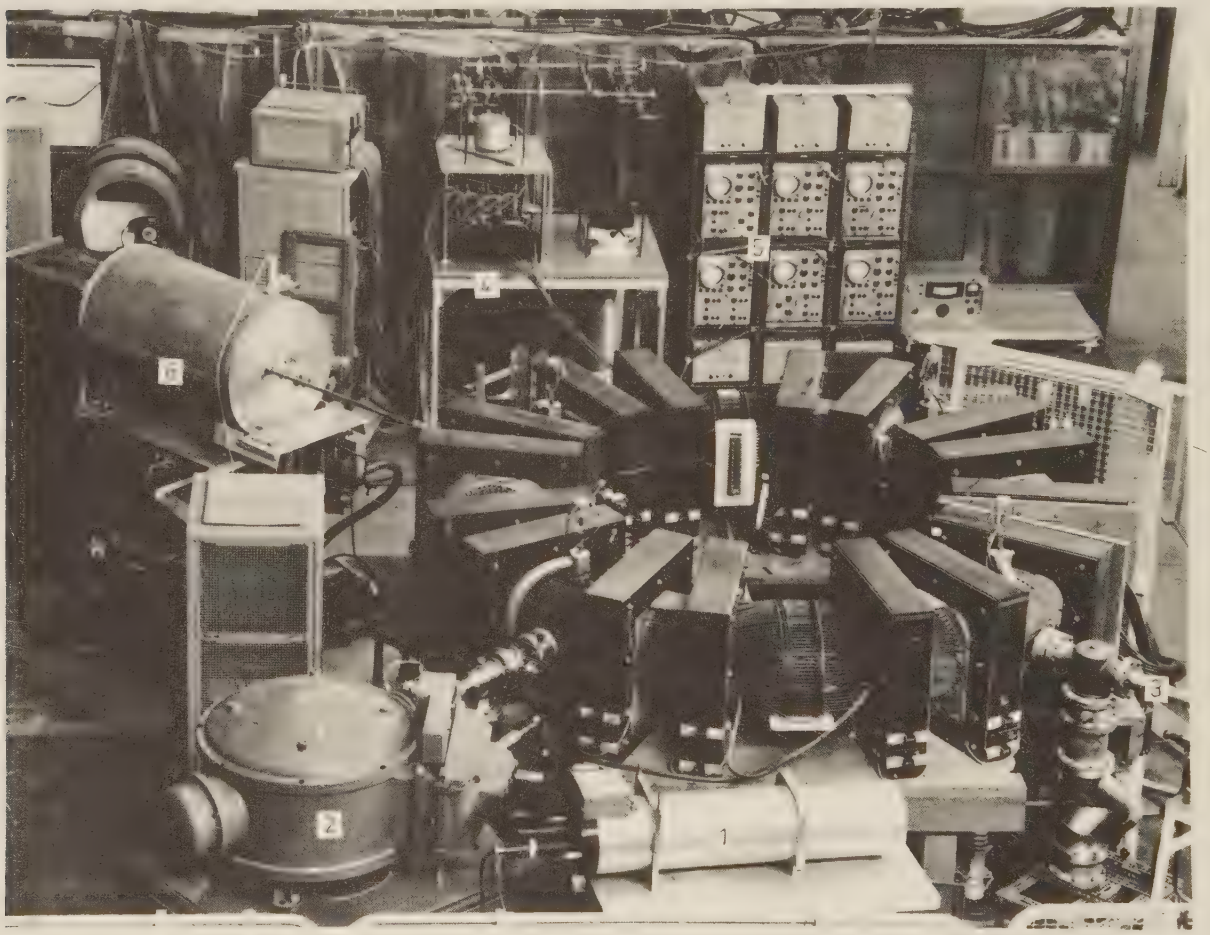


Figure 2-1 - Vue d'ensemble de T.A.2000 et de l'appareillage de spectroscopie.
1/ Monochromateur à réseau pour le domaine 8000-2000 Å.
2/ Spectrographe sous vide à réseau concave en incidence normale pour le domaine 2500-500 Å.
3/ Raccordement vers le monochromateur sous vide à réseau concave en incidence rasante pour le domaine 1000-100 Å.
4/ Interféromètre Fabry-Pérot multicanal pour la mesure des largeurs de raie.
5/ Groupe d'oscillographes à 2 voies associés à l'interféromètre (12 canaux).
6/ Spectromètre interférentiel pour l'infrarouge lointain (100-10.000 microns).

Il est maintenant reconnu qu'une décharge de ce type est toujours instable et qu'il existe plusieurs catégories d'instabilités. On a cherché à y remédier partiellement en utilisant une coque conductrice pour l'enceinte torique dans laquelle des déformations de la colonne de plasma induisent des courants dont le champ s'oppose aux déformations qui leur ont donné naissance. L'utilisation d'un champ magnétique axial, parallèle aux lignes de courant, a également un effet stabilisateur. Cependant, malgré ces perfectionnements la décharge torique demeure instable. Elle n'en reste pas moins une source lumineuse suffisamment reproductible dans laquelle les phénomènes se déroulent dans des conditions assez bien définies tout au moins pendant la période de croissance du courant qui dure environ 100 microsecondes.

Une vue d'ensemble de la machine et des appareils de mesures spectrométriques est donnée sur la figure 2-1.

A - DESCRIPTION SOMMAIRE DE LA MACHINE -

a) L'enceinte à vide.

Le tore est constitué d'une enveloppe extérieure formée de quatre quarts en aluminium réunis par quatre doubles bagues en céramique isolante. Cette enveloppe a deux mètres de grand diamètre, 30 cm de petit diamètre et 1 cm d'épaisseur.

A l'intérieur, se trouve une chemise isolée de l'enceinte extérieure et formant une boucle conductrice. Elle a été construite en deux versions. La première était constituée d'un tube en acier inoxydable plissé de 0,4 mm d'épaisseur. La seconde d'un alliage nickel chrome de 0,1 mm d'épaisseur, non plissé. Pratiquement toutes les expériences décrites ici ont été réalisées dans la seconde version. Ce chemisage assure la répartition du potentiel par effet résistif ($8 . 10^{-2} \Omega$ pour la seconde version).

L'enceinte à vide comporte un volume principal pompé par deux groupes à ultravide diamétralement opposés permettant d'obtenir un vide de base de l'ordre de $5 . 10^{-7}$ mm de mercure et un volume annulaire divisé en quatre parties pompées séparément. Celles-ci sont cloisonnées par les disques de suspension du chemisage au niveau des doubles baques isolantes. L'étanchéité, lors du montage des divers éléments, est assurée par des joints métalliques (indium ou or).

La figure 2-2 représente les principaux éléments de montage du tore.

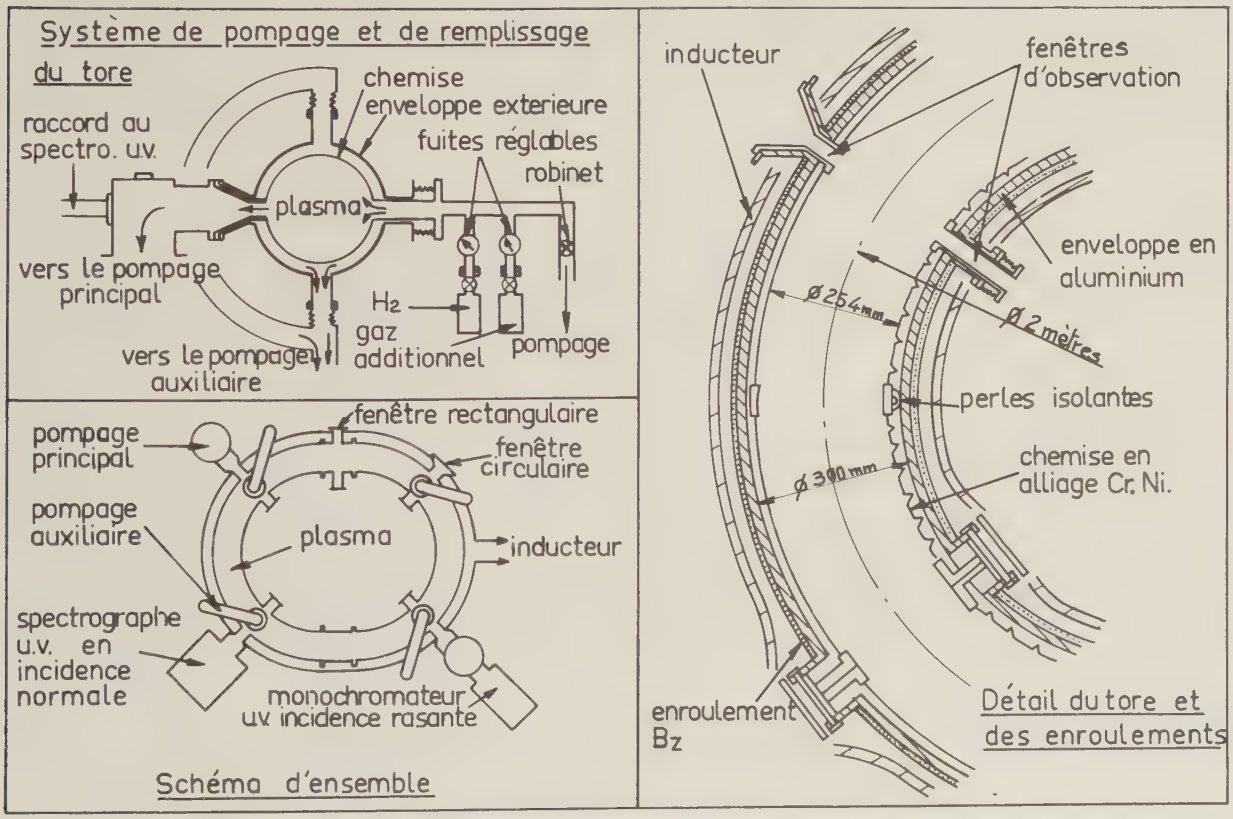


Figure 2-2 - Détails du montage du tore.

b) Le circuit de décharge.

L'ensemble fonctionne comme un transformateur en impulsion, avec deux enroulements secondaires.

Le primaire est constitué d'un réseau de fils enveloppant la coque extérieure et parallèles à l'axe de telle sorte qu'on obtient un montage coaxial avec les deux secondaires. Ce réseau est visible sur la figure 1 :

Les fils sont groupés de telle façon que le primaire comporte six tours.

Le secondaire est constitué d'une part par le chemisage résistif et d'autre part par le plasma.

Le circuit magnétique de ce transformateur est formé de 16 éléments avec chacun une section carrée de 170 cm² et pesant au total 6,4 tonnes. (Ces circuits sont visibles sur la figure 2-1).

On décharge dans l'enroulement primaire une batterie de condensateurs de capacité C = 200 µF chargée sous une tension de 30 kV correspondant à une énergie de 90 kilojoules. Le déclenchement se fait par l'intermédiaire de 5 éclateurs principaux E (figure 2-3). Un circuit auxiliaire, en parallèles avec les éclateurs E, permet d'amorcer une prédécharge à l'aide de l'éclateur e de telle sorte que l'on ait une résistance de prédécharge R en série. Cette résistance est constituée de 5 éléments, chacun en parallèle avec un éclateur E.

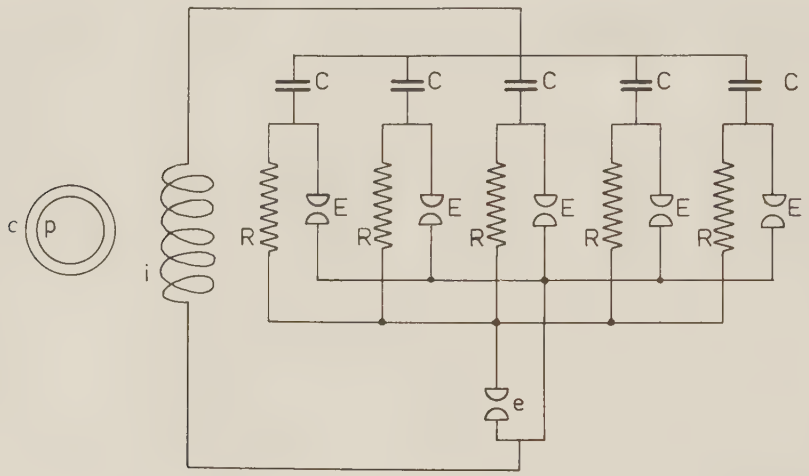


Figure 2-3 - Circuit de décharge et de prédécharge.
R : Résistances de prédécharge
E : Eclateurs principaux
e : éclateur auxiliaire de prédécharge
i : inducteur
c.p. : chemise et plasma
C : Condensateurs

On obtient ainsi deux circuits distincts :

Le circuit de prédécharge a été calculé pour produire une décharge fortement amortie ($RC = 6\ 10^{-3}$ sec.).

Le champ électrique induit a alors une valeur correcte pour que l'on se trouve dans la zone d'amorçage des courbes de Paschen. Quand la prédécharge est convenablement établie, ce qui nécessite environ 200 µs, on amorce les éclateurs principaux E qui court circuitent les résistances R. L'énergie dissipée durant la prédécharge représente environ 6 % de l'énergie enmagasinée dans la batterie de condensateurs.

Le circuit principal est oscillant et amorti. La seconde alternance du courant représente environ 20 % de la première. Celle-ci dure 320 µs.

Le courant dans la décharge elle-même est mesuré par un transformateur d'intensité située à l'intérieur du chemisage. Un oscillogramme caractéristique est donné sur la figure 2-4.

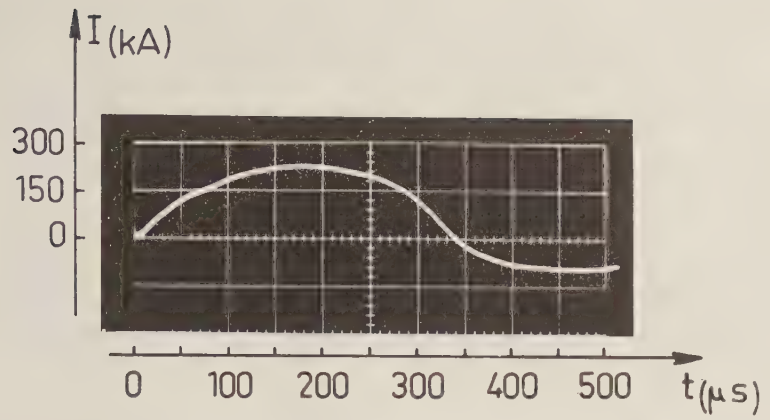


Figure 2-4 - Evolution de l'intensité du courant dans le plasma (décharge principale)
B_z = 1700 Gs, $P_{H_2} = 1,5.10^{-3}$ mmHg

c) Circuit du champ magnétique stabilisateur.

Le champ magnétique axial de stabilisation est créé par un enroulement solénoïdal bobiné directement sur la coque du tore, sous le circuit inducteur. Il est constitué de 6 couches de fils.

L'alimentation en courant est réalisée à l'aide d'une batterie d'accumulateurs de 12 volts couplés pour donner une tension de 600 volts. Un courant de 700 ampères donnant un champ maximum de 1800 gauss peut être demandé pendant un temps court (0,4 secondes) durant lequel on produit la décharge.

d) Alimentation en gaz.

La machine est alimentée, à l'aide d'une fuite calibrée, en gaz purifié contenu dans des bouteilles. L'alimentation peut être faite par balayage continu avec un pompage simultané. La cadence des décharges est alors d'environ une toute les cinq minutes. Il est également possible de faire des expériences avec une pression statique. Les décharges sont alors plus propres surtout après le passage du courant par son maximum. La cadence est alors de deux décharges à l'heure car il faut les espacer par des longs temps de pompage. Cette deuxième méthode a été peu utilisée. Dans le cas du balayage continu les mélanges gazeux sont fait à l'avance dans des proportions convenables.

B - APPAREILS ET DISPOSITIF D'OBSERVATION -

Le domaine spectral étudié s'étend de 8000 Å dans le visible jusqu'à 50 Å dans l'extrême ultraviolet. Citons également des mesures faites dans l'infra-rouge lointain [29] entre 10 et 10 000 microns à l'aide d'un spectromètre interférentiel (figure 2-1).

a) Possibilités d'observations.

La machine est équipée de fenêtres d'observation de deux et trois cm de diamètre. Ces fenêtres peuvent recevoir des lames de silice fondue pour les observations dans le visible et le proche ultraviolet. Elles peuvent être également reliées directement à l'enceinte à vide des spectrographes pour l'ultraviolet lointain.

Lors du montage de la seconde version, deux fenêtres rectangulaires de 20 × 1,5 cm ont été installées. Elles permettent de voir la colonne de plasma sur toute sa largeur de part en part. Elles sont également équipées de lames en silice fondue (l'une de ces fenêtres est visible sur la figure 2-1).

b) Spectrographes et monochromateurs.

b.1 - Des spectres photographiques ont été pris dans le domaine visible et proche ultraviolet avec

1/ un spectrographe échelle à réseaux croisés REOSC HA [30],

2/ un spectrographe Jobin et Yvon Z3.

Les spectres obtenus représentent la lumière intégrée pendant toute la décharge et nécessitent plusieurs dizaines de poses pour obtenir une impression correcte. Ils présentent donc un intérêt très limité et ils n'ont pas été utilisés pour le présent travail.

Dans le domaine de l'ultraviolet lointain les clichés ont été pris avec deux types d'appareils.

1/ Le spectrographe sous vide en incidence normale type Romand Vodar [31] utilisant un réseau concave de 1 mètre de focale couvrant le domaine 3000-600 Å.

2/ Le spectrographe sous vide en incidence rasante utilisant un réseau de 3 mètres de focale couvrant le domaine 1000-50 Å. Pour ces spectres plusieurs dizaines de décharges sont également nécessaires pour obtenir une plaque. Cependant dans cette région les spectres sont sensiblement plus riches et montrent divers degrés d'ionisation des impuretés principales (carbone, azote et silicium lorsque l'on introduit une canne de sondage protégée par un tube en silice fondue [32]).

b.2 - La mesure en fonction du temps de l'intensité des raies a été réalisée avec les dispositifs suivants :

1/ Dans le visible et le proche ultraviolet on a utilisé des monochromateurs du type Ebert-Fastie de 115 cm de focale(*), équipés d'un réseau plan à 2160 traits par mm. Sur la fente de sortie est monté un photomultiplicateur Radiotechnique 51 AVP ou 51 UVP dont le signal d'anode est envoyé directement sur l'entrée d'un oscilloscope en utilisant simplement une résistance de charge variable. L'ensemble a été étalonné, en valeurs relatives, à l'aide d'une lampe étalon à ruban de tungstène.

2/ Dans l'ultraviolet lointain on a utilisé un polychromateur constitué du spectrographe en incidence normale suivi d'une tête de lecture photoélectrique à sept voies. Chaque voie est équipée d'une fenêtre, recouverte du côté vide d'un dépôt de salicylate de sodium, et d'un photomultiplicateur 51 AVP. Cet appareil a servi en particulier à l'étude des raies de la série de Lyman de l'hydrogène.

Dans la région 1000-50 Å les mesures d'intensité ont été réalisées à l'aide du monochromateur en incidence rasante type Romand Vodar [33] équipé d'un photomultiplicateur sans fenêtre [34-35].

Les mesures faites avec cet appareil concernent les raies des ions à charge multiple [21].

3/ L'étude des largeurs de raies en fonction du temps pour obtenir la température des atomes et des ions à l'aide de l'élargissement Doppler [36] a été faite grâce à un interféromètre Fabry Pérot multicanal [37-38].

L'ensemble de cet appareillage est visible sur la figure 2-1.

c) Mesures des densités et analyse radiale.

c.1 - L'une des caractéristiques essentielles du plasma est sa densité électronique instantanée, n_e. Une mesure a été effectuée à l'aide d'un interféromètre hyperfréquence(**) utilisant la longueur d'onde de 2 mm pour la décharge principale et de 4 mm pour la préionisation.

Les résultats seront indiqués plus loin lors de leur utilisation.

c.2 - Un élément important, mais mal connu dans les décharges est la répartition géométrique des diverses propriétés. Pour y remédier deux types d'expériences ont été faites :

1/ Photographie, à l'aide d'une caméra électronique à fente d'une tranche de plasma vue par la fenêtre longue

2/ Analyse radiale de l'émission d'une raie qui a été réalisée à l'aide d'un monochromateur équipé de son photomultiplicateur. Le balayage était fait à l'aide d'un miroir tournant permettant de voir, décharge après décharge l'émission le long d'un axe traversant le plasma à des hauteurs successives. Il ne sera question ici que des raies moléculaires et atomiques de l'hydrogène.

C - CARACTERISTIQUE DU PLASMA DE T.A. 2000 -

Dans ce travail nous nous interessons au début de la phase de croissance de la décharge, soit environ une trentaine de microsecondes temps nécessaire à l'ionisation complète de l'hydrogène.

(*) Appareil mis au point au Laboratoire Aimé Cotton (Bellevue-Seine et Oise).

(**) Mesures faites par le groupe "hyperfréquence".

Pour fixer les idées, il est bon de donner, dès maintenant, les caractéristiques du plasma dont certaines sont déduites des mesures qui font l'objet de ce travail.

La pression de remplissage en hydrogène est comprise entre 0,7 et 7 microns de mercure c'est-à-dire que la densité initiale N exprimée en nombre d'atomes d'hydrogène par cm^3 (sous forme moléculaire) est :

$$5.10^{13} < N < 5.10^{14}\ cm^{-3}$$

Les températures seront toujours exprimées en unités d'énergie, 1 eV = 11.600°K.

La température électronique varie de quelques électrons-volts à environ 150 pendant la période de croissance du courant (150 µs). Pendant la phase d'ionisation de l'hydrogène elle varie de 3 à 15 eV selon la pression de remplissage.

La température atomique de l'hydrogène est croissante pendant la période d'émission de la raie H_β. La valeur moyenne qui sera adoptée par la suite est de 1,5 eV.

La densité électronique en fin d'ionisation (t = 30 µs) est telle que $n_e = N$. Son taux de croissance résulte directement des calculs exposés plus loin. Notons cependant que le temps de demi ionisation $t_{1/2}$ vaut 17 µs environ quelle que soit la pression.

III - ÉTUDE COMPARATIVE DES PRINCIPAUX PROCESSUS

A - LA DISTRIBUTION ELECTRONIQUE -

Dans l'étude des divers processus de choc qui produisent l'ionisation, l'excitation, la recombinaison, la desexcitation, la distribution des vitesses des électrons joue un rôle important.

Cette distribution est supposée isotrope et maxwellienne.

Pour justifier cette hypothèse on doit comparer le temps de relaxation des chocs entre les électrons aux temps caractéristiques des processus qui tendent à modifier la distribution.

Le temps de relaxation électron-électron, calculé à partir de l'interaction coulombienne est donné par Spitzer [39]. Si on désigne par A_e la masse atomique de l'électron $\left(A_e = \frac{1}{1823}\right)$ et par T_e la température électronique exprimée en °K, on a :

$$t_c = 11,4 \frac{A_e^{1/2} \; T_e^{3/2}}{n_e \; \mathrm{Log}_e \Lambda} \quad \text{sec.} \tag{3.1}$$

n_e est la densité électronique en nombre d'électrons par cm³ et $\mathrm{Log}_e \Lambda$ une fonction tabulée lentement variable de T_e et de n_e.

Introduisant la constante de Boltzmann, k, et exprimant kT_e en électrons-volts, nous aurons

$$t_c = 3,34 \; . \; 10^5 \frac{(kT_e)^{3/2}}{n_e \; \mathrm{Log}_e \; \Lambda} \quad \text{sec} \tag{3.2}$$

Dans le domaine des densités étudiées dans T.A. 2000 et pour des températures inférieures à $kT_e = 20$ eV (cas de la phase d'ionisation) ce temps t_c sera inférieur à $5 \; . \; 10^{-8}$ secondes.

Un certain nombre de causes peuvent tendre à modifier la distribution des vitesses.

La principale est liée à la nature même de la décharge, c'est-à-dire au fait que les électrons sont chauffés par l'intermédiaire d'un champ électrique et que le gain de vitesse est essentiellement dirigé.

Les collisions inélastiques, ionisation et excitation, vont appauvrir la distribution en électrons les plus rapides puisque l'énergie moyenne des électrons est inférieure au potentiel d'ionisation ou d'excitation.

Pour chaque processus on peut définir un temps caractéristique qui devra être plus grand que le temps, t_c, de relaxation entre électrons.

De toutes les limitations à l'obtention d'une distribution maxwellienne, celle résultant de l'action du champ électrique est la plus sévère. Nous pouvons définir un temps caractéristique, t_a, tel que l'énergie gagnée par un électron pendant ce temps soit égale à l'énergie moyenne kT_e des électrons.

Le gain ΔE d'énergie d'un électron soumis à un champ électrique h pendant le temps t_a est :

$$\Delta E = \frac{1}{2} \frac{(he)^2}{m} t_a^2$$

soit, en exprimant ΔE en eV et h en volts par cm.

$$\Delta E = 8,8 \cdot 10^{14} h^2 t_a^2$$

c'est-à-dire, si l'on fait $\Delta E = kT_e$

$$t_a = 3,4 \cdot 10^{-8} \frac{\sqrt{kT_e}}{h} \quad (kT_e \text{ en eV}) \tag{3.3}$$

On doit avoir

$$t_a > t_c$$

La frontière entre les deux zones peut s'exprimer, par exemple, par $t_c = t_a$ soit

$$n_e \, \mathrm{Log}_e \Lambda = 10^{13} \, h \, kT_e$$

Dans la gamme de densités et de températures étudiées une valeur moyenne de $\mathrm{Log}_e \Lambda (\sim 8)$ est suffisante.

Cette courbe est donnée sur la figure 3-1. La zone utile est celle située du côté des grandes densités et petites températures. Elle est représentée pour un champ h de 4 volts par cm. La courbe donnant la température électronique en fonction de la densité pour T.A. 2000 est également donnée. Elle est déterminée par les méthodes qui seront développées plus loin.

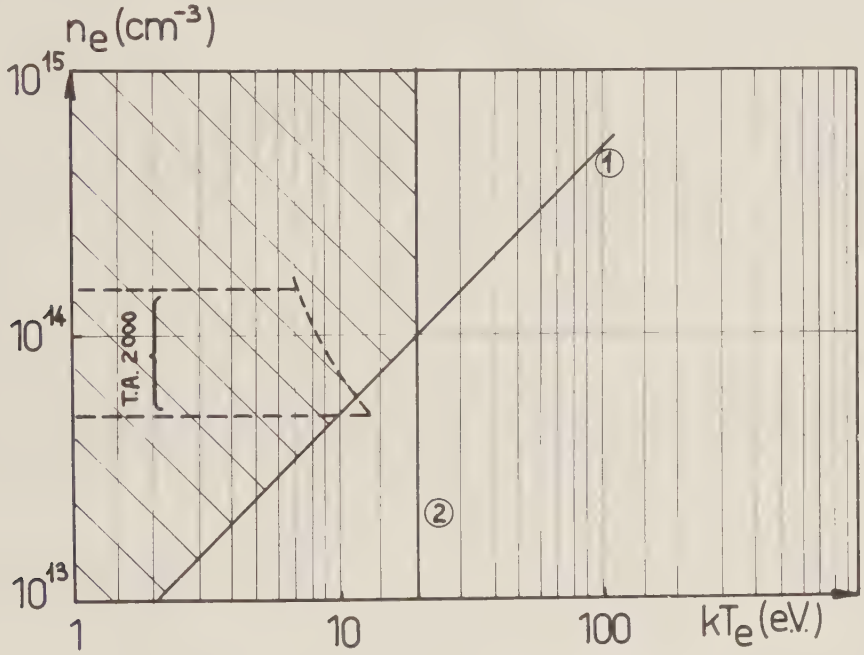


Figure 3-1 - Conditions d'une distribution de Maxwell pour la vitesse des électrons.
1/ Limite due à l'accélération dans le champ.
2/ Limite due aux chocs inélastiques sur le niveau fondamental de l'atome d'hydrogène.

On peut remarquer que pour les décharges à plus faible pression on se trouve à la limite et que la distribution peut être déformée.

Notons cependant que des électrons qui auraient tendance à acquérir une énergie sensiblement plus grande que l'énergie thermique subissent dans le plasma, un freinage très énergique se traduisant par une émission au voisinage de la fréquence plasma(*). La réabsorption d'une telle émission chauffe les électrons plus froids de sorte que la distribution peut raisonnablement être considérée comme maxwellienne même pour les cas à densité faible.

(*) De nombreux travaux sur ce sujet ont été faits depuis quelques années. Voir en particulier la thèse d'Etievant, (1963).

B - PROCESSUS - TEMPS CARACTERISTIQUES -

L'édification du modèle utilisable pour décrire les phénomènes d'excitation et d'ionisation dépend des processus jouant un rôle important aux conditions de travail.

Les divers processus à considérer peuvent-être schématisés comme suit :

(a)	ionisation par choc	$\rightleftharpoons$ Recombinaison par chocs triple	(a')
(b)	Photoionisation	$\rightleftharpoons$ Recombinaison radiative	(b')
(c)	Excitation par choc	$\rightleftharpoons$ Désexcitation par choc	(c')
(d)	Photoexcitation	$\rightleftharpoons$ Désexcitation spontanée	(d')
(e)	Absorption continue	$\rightleftharpoons$ Rayonnement de freinage	(e')

Si chaque processus est en équilibre avec son processus inverse il y a équilibre thermodynamique. Si certaines réactions disparaissent, par exemple la photoionisation, l'équilibre thermodynamique disparaît aussi. Néanmoins si le processus restant, (recombinaison radiative) est peu important devant les autres processus, les lois d'équilibre pour ceux-ci restent valables.

Il est donc nécessaire d'étudier chaque processus séparément pour les conditions de travail de T.A. 2000 (période d'ionisation de l'hydrogène):

$$5 \cdot 10^{13} < N < 50^{14} \text{ cm}^{-3}$$

$$3 < kT_e < 16 \text{ eV}$$

a) Ionisation par choc et recombinaison par choc triple.

Les deux réactions, pour l'hydrogène sont les suivantes :

$$H + e \longrightarrow H^+ + 2e \qquad Sn_e$$

$$H^+ + 2e \longrightarrow H + e \qquad \beta n_e^2$$

La première est proportionnelle à n_e l'autre à n_e^2. Les taux de réaction sont respectivement Sn_e et βn_e^2 où S est le coefficient d'ionisation ($cm^3\ sec^{-1}$) et β le coefficient de recombinaison par choc triple ($cm^6\ sec^{-1}$). Ce sont des fonctions de la température électronique seule. Il existe autant de coefficients que de niveaux à l'atome. Nous considérerons ici le niveau fondamental et des conditions moyennes, soient $N = 10^{14}$ et $kT_e = 10$ eV.

La figure 4-14 donne le coefficient S : $S = 4,7 \cdot 10^{-9}\ cm^3\ sec^{-1}$

Le taux de réaction (Sn_e) calculé à mi ionisation vaut $2,35 \cdot 10^5 sec^{-1}$. Il permet de déterminer un temps caractéristique pour l'ionisation t_i ($t_i \sim 4 \cdot 10^{-6}$ sec).

Le coefficient β peut être calculé par l'intermédiaire de l'équilibre a $\rightleftharpoons$ a' en écrivant l'égalité de taux des deux réactions :

$$Sn_H n_e = \beta n_{H^+} n_e^2$$

$$\beta = S \frac{n_H}{n_{H^+}\ n_e}$$

Cette dernière expression est liée à la température par l'équation de saha, (1-2)

$$\frac{n_{H^+}\ n_e}{n_H} = 3 \cdot 10^{21} (kT_e)^{3/2} e^{\frac{-X_i}{kT_e}} \qquad (kT_e \text{ en e.V.}).$$

D'où

$$\beta = 3,34 \cdot 10^{-22} S(kT_e)^{3/2} e^{\frac{-X_i}{kT_e}} \quad (cm^6\ sec^{-1}) \qquad (3.4)$$

χ est l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène

La valeur de β aux conditions indiquées est de $2 \cdot 10^{-31}$ cm^6 sec^{-1} et le taux de réaction correspondant βn_e^2, $5 \cdot 10^{-4}$ sec^{-1} valeur qui montre que la recombinaison par choc triple est tout à fait négligeable devant l'ionisation.

b) Photoionisation et recombinaison radiative.

Les deux réactions sont les suivantes :

$$H + h\nu \longrightarrow H^+ + e$$

$$H^+ + e \longrightarrow H + h\nu$$

La première correspond à un processus d'absorption et dépend des dimensions géométriques du plasma. La décharge de T.A. 2000 possède deux dimensions l'une, le petit diamètre de l'ordre de 20 cm l'autre est, par exemple, la longueur dans le plasma d'une tangente au cercle moyen du tore ; elle est de l'ordre de 60 cm. On doit donc évaluer un coefficient d'absorption moyen. Ce problème sera traité en détail plus loin pour les raies. Pour l'absorption continue un calcul d'ordre de grandeur sera suffisant.

Le coefficient d'absorption continu de l'atome d'hydrogène est donné par Kramers [40].

$$a_\nu = \frac{32}{2\sqrt{2}} \frac{\pi^2 e^6}{c\, h^3} \frac{R}{\nu^3} \quad \text{cm}^2$$

dans laquelle R est la constante de Rydberg exprimée en unités de fréquence ($R = 3{,}20 \cdot 10^{15}$ sec^{-1}) e, c, h sont la charge de l'électron, la vitesse de la lumière et la constante de Planck respectivement. Ce coefficient, ramené à un atome, est relié au coefficient d'absorption k défini par l'expression $dI_\nu = I_\nu k_\nu dl$ (dl épaisseur traversée) par l'intermédiaire de la densité en atomes absorbants N par l'expression :

$$k_\nu = N a_\nu$$

par suite la profondeur optique τ_ν pour une épaisseur l sera :

$$\tau_\nu = k_\nu l = a_\nu N l$$

si l'on remarque que, pour l'hydrogène R est égale à ν_o fréquence telle que $h\nu_o = \chi_i$ (χ_i énergie d'ionisation) le coefficient a_ν se met sous la forme :

$$a_\nu = 6{,}3 \cdot 10^{-18} \left(\frac{\nu_o}{\nu}\right)^3 \quad \text{cm}^2$$

et la profondeur optique devient

$$\tau_\nu = 6{,}3 \cdot 10^{-18} \left(\frac{\nu_o}{\nu}\right)^3 N l$$

Pour calculer l'ordre de grandeur de τ_ν remarquons que a_ν décroît très vite (en $1/\nu^3$) tandis que l'émission du continuum de recombinaison est importante au voisinage de ν_o, fréquence limite de la série de Lyman. Par suite le processus d'échange se situera surtout à cette fréquence et l'on aura :

$$\tau_{\nu_o} = 6{,}3 \cdot 10^{-18} N l$$

En utilisant les deux dimensions citées plus haut τ_{ν_o} se trouve entre les deux bornes suivantes :

$$6 \cdot 10^{-17} N < \tau_{\nu_o} < 4 \cdot 10^{-16} N$$

Prenons la plus forte densité utilisée sur T.A. 2000, $5 \cdot 10^{14}$ cm^{-3} ; la valeur maximum de la profondeur optique est de 0,2 soit une transmission de 80 %. Nous verrons plus tard que, lors de l'ionisation de l'hydrogène, la population du niveau fondamental n'excède pas, pour diverses raisons, la moitié de la densité totale. τ_{ν_o} tombe à 0,08 et la transmission est de 92 %. Ce calcul est en

outre pessimiste en ce sens qu'il suppose que le rayonnement traverse tout le plasma dans sa plus grande dimension. Nous pouvons donc conclure que la photoionisation est négligeable.

Le coefficient de recombinaison radiative α tel qu'il est donné par Spitzer [39] s'exprime par la formule :

$$\alpha = 2,07 \cdot 10^{-11} Z^3 T^{-1/2} \varphi(a) \quad cm^3 sec^{-1}$$

où

$$a = \frac{\chi}{kT_e}$$

et

$$\varphi(a) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a}{n^3} e^{\frac{a}{n^2}} \left[-E_i \left(-\frac{a}{n^2} \right) \right]$$

Exprimant la température en unités d'énergie

$$\alpha = 1,92 \cdot 10^{-13} Z^3 (kT_e)_{eV}^{-1/2} \varphi(a) \quad cm^3 sec^{-1}$$

Cette formule n'est valable que pour un ion hydrogénoïde de telle sorte que

$$a = \frac{13,6}{(kT_e)_{eV}} Z^2$$

Le taux de réaction, αn_e, calculé pour $n_e = 5 \cdot 10^{13}$ et $kT_e = 10$ eV vaut 3,25 sec^{-1}. Quoique 10^4 fois plus grand que le taux de recombinaison par choc triple ce taux de réaction est très faible devant celui de l'ionisation par choc ($2,3 \cdot 10^5$ sec^{-1}).

On peut donc voir qu'aux conditions de T.A. 2000 seule l'ionisation par choc est importante est que l'on aura un plasma transitoire tendant vers l'ionisation complète avec une constante de temps égale à $\frac{1}{Sn_e}$ (quelques microsecondes)

c) Excitation par choc et désexcitation par choc.

Les deux réactions sont les suivantes

$$H + e \longrightarrow H^* + e$$

$$H^* + e \longrightarrow H + e$$

Nous nous limiterons ici à la première transition résonnante de l'atome d'hydrogène.

Le taux de réaction pour la première est $Q_{12} n_e$, Q_{12} étant le coefficient d'excitation par choc à partir du fondamental. Il est donné sur la figure 4.8. Pour $n_e = 5 \cdot 10^{13}$ $kT_e = 10$ eV

$$Q_{12} = 6,4 \cdot 10^{-9} \ cm^3 \ sec^{-1}$$

et le taux correspondant est $3,2 \cdot 10^5$ sec^{-1}. Le temps caractéristique d'excitation t_e est du même ordre de grandeur que pour l'ionisation.

Le coefficient de désexcitation, Q_{21} est relié au coefficient Q_{12} par l'équation de Boltzmann.

$$\frac{n_p}{n_{p'}} = \frac{g_p}{g_{p'}} e^{-\frac{\chi_{pp'}}{kT_e}} \qquad p > p'$$

en écrivant l'égalité des taux d'excitation et de désexcitation :

$$Q_{pp'} n_p n_e = Q_{p'p} n_{p'} n_e = C_{p'p} Q_{pp'} n_{p'} n_e$$

soit

$$C_{pp'} = \frac{g_p}{g_{p'}} e^{-\frac{\chi_{pp'}}{kT_e}}$$

$$Q_{pp'} = C_{p'p} Q_{pp'}$$

La figure 3-2 donne C_{21} pour l'hydrogène. On voit que vers $kT_e = 7$ eV $C_{21} = 1$ et les deux coefficients sont égaux. Cependant ceci n'implique pas que la désexcitation par choc joue un rôle important. En effet le temps de vie du niveau 2 est de l'ordre de 10^{-9} seconde et le temps caractéristique de désexcitation par choc $\frac{1}{Q_{21}\, n_e}$ vaut ($kT_e = 7$ eV $n_e = 5 \cdot 10^{13}$) $3 \cdot 10^{-6}$ seconde. Le niveau subira une désexcitation spontanée avant tout choc et on peut négliger ce phénomène sauf si un processus maintient le niveau 2 peuplé, par exemple par réabsorption de la raie résonnante. Nous verrons que c'est le cas pour un certain nombre de raies de l'hydrogène. Notons que ce sera également le cas pour les niveaux élevés pour lesquels les coefficients de transition sont beaucoup plus faibles que pour les niveaux inférieures. Ceci a été signalé dans l'introduction.

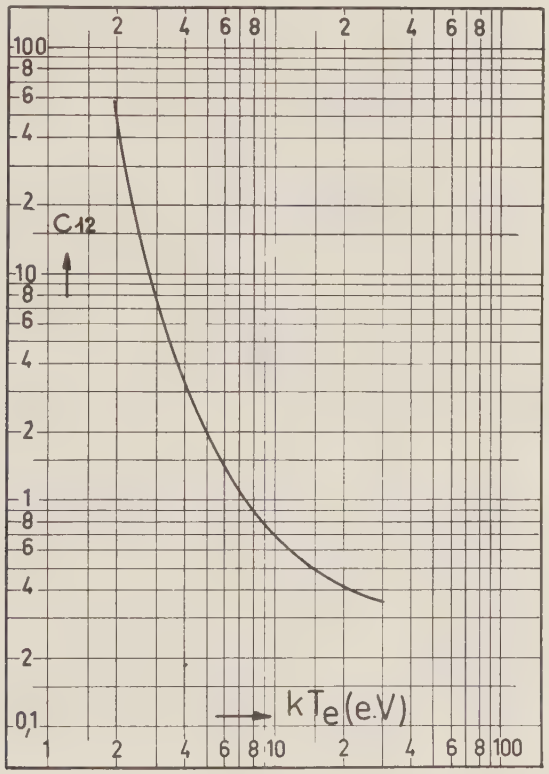


Figure 3-2 - Variation avec la température électronique du coefficient C_{12} liant le coefficient de désexcitation Q_{21} au coefficient d'excitation Q_{12}.

d) Photoexcitation et désexcitation spontanée

Nous aurons

$$H + h\nu \longrightarrow H^*$$

$$H^* \longrightarrow H + h\nu$$

Le problème de la réabsorption des raies sera étudié en détail plus loin. Notons ici simplement que pour une densité du niveau fondamental de $5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}, un élargissement Doppler correspondant à une température de 1,5 eV et un diamètre de 20 cm la profondeur optique τ pour la raie de Lyman α vaut 26. Le coefficient de transmission moyen n'est que de quelques pour cent (voir figure 5.1). La raie est fortement réabsorbée et les chocs superélastiques ou de désexcitation vont intervenir.

e) Absorption continue par les électrons libres. Rayonnement de freinage.

Le coefficient d'absorption continue donné par Spitzer [39] pour une collision électron-ion s'écrit

$$b_\nu = 3,69 \cdot 10^8 \frac{Z^3}{\nu^3} \frac{n_i^2}{T_e^{1/2}} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}\right) \quad cm^{-1}$$

Comme $Zn_i = n_e$, cette expression peut se mettre sous la forme suivante

$$b_\nu = 1,24 \cdot 10^{-79} \frac{Z n_e^2}{(kT_e)^{1/2} (h\nu)^3} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}\right) \quad cm^{-1}$$

On peut calculer la profondeur optique $\tau_\nu = b_\nu l$ à la fréquence pour laquelle le rayonnement de freinage a une intensité maximale, soit à $kT = h\nu$. Ainsi, pour le plasma de protons et d'électrons, l'expression ci-dessus devient

$$b_\nu = \frac{kT}{n} = b = 8 \cdot 10^{-8} \frac{n_e^2}{(kT_e)^{7/2}} \quad cm^{-1}$$

Soit en exprimant kT_e en électrons-volts

$$b = 1,5 \cdot 10^{-38} \frac{n_e^2}{(kT_e)^{7/2}} \quad cm^{-1}$$

Prenons un exemple qui favorise la réabsorption soit $n_e = 10^{15}\,cm^{-3}$ $kT_e = 1$ eV, $l = 10$ cm. On obtient $\tau = 10^{-6}$, valeur qui montre que l'absorption continue est négligeable.

Remarquons que si l'on pose $\tau \geqslant 1$ comme conditions de réabsorption, on obtient l'inégalité

$$n_e \geqslant 10^{18} (kT_e)_{eV}^{7/4}$$

C'est ainsi que pour $kT_e = 10$ eV, $n_e > 6 \cdot 10^{19}$.

La puissance totale rayonnée par freinage des électrons, donnée par Spitzer [39] s'écrit pour l'hydrogène

$$E_{rf} = 1,42 \cdot 10^{-27} n_{H^+} n_e T_e^{1/2} \quad ergs.cm^{-3}.sec^{-1}$$

soit encore :

$$E_{rf} = 1,53 \cdot 10^{-25} n_e^2 (kT_e)_{eV}^{1/2} \quad ergs.cm^{-3}.sec^{-1}.$$

Le temps moyen entre collision de ce type, t_{rf}, peut être calculé en prenant pour énergie du photon moyen kT_e. Le nombre de transitions par cm^3 et par seconde est égal à

$$10^{-13} n_e^2 (kT_e)_{eV}^{-1/2}$$

d'où

$$t_{rf} = 10^{13} \frac{(kT_e)_{eV}^{1/2}}{n_e} \quad sec.$$

Pour

$$kT_e = 10 \text{ eV} \quad \text{et} \quad n_e = 10^{15}$$

on obtient

$$t_{rf} = 3 \cdot 10^{-2} \quad sec.$$

Le rayonnement de freinage sera négligeable pour toute condition des décharges dans T.A. 2000

f) Conclusion

L'étude des divers processus possibles nous montre que parmi les dix plus importants, cinq sont négligeables dans les conditions de la décharge dans T.A. 2000. Les processus restants sont soulignés dans l'énumération ci-dessous :

(a) Ionisation par choc $\rightleftharpoons$ Recombinaison par choc triple (a')

(b) Photoionisation $\rightleftharpoons$ Recombinaison radiative (b')

(c) Excitation par choc $\rightleftharpoons$ Desexcitation par choc (c')

(d) Photoexcitation $\rightleftharpoons$ Desexcitation spontanée (d')

(e) Absorption continue $\rightleftharpoons$ Rayonnement de freinage (e')

Un seul processus produit l'ionisation ; les chocs de ce type peuvent se produire sur tous les niveaux de l'atome. L'ionisation n'étant contrebalancée par aucun processus, le stade final est l'ionisation complète. Pendant l'évolution de l'ionisation chaque processus intéressant les niveaux excités vont intervenir. Les émissions continues et leur réabsorption sont négligeables.

Parmi tous les temps caractéristiques calculés deux sont assez petits pour être comparés au temps de collision entre électrons. Ce sont les temps caractéristiques d'ionisation, t_i, et d'excitation, t_e. Ces deux temps sont pratiquement les mêmes. Les excitations vers les niveaux supérieurs à 2 ont des sections efficaces plus petites et leur temps caractéristique plus long. Nous prendrons donc un temps caractéristique pour les chocs inélastiques, moitié de t_i. Nous devrons avoir, pour que la distribution des électrons ne soit pas modifiée :

$$\frac{t_i}{2} \geqslant t_c = 3{,}3 \cdot 10^5 \frac{(kT_e)^{3/2}}{n_e \operatorname{Log}_e \Lambda}$$

soit

$$\frac{1}{Sn_e} \geqslant 6{,}6 \cdot 10^5 \frac{(kT_e)^{3/2}}{n_e \operatorname{Log}_e \Lambda}$$

Nous obtenons une condition indépendante de n_e qui, en prenant comme précédemment $\operatorname{Log}_e \Lambda = 8$, devient

$$8 \cdot 10^4 \, (kT_e)^{3/2} \, S \leqslant 1$$

L'égalité étant réalisée pour $kT_e = 20$ eV ; nous aurons, en définitive, la condition

$$kT_e \leqslant 20 \text{ eV} \quad \text{(figure 3.1)}$$

Les processus qui seront considérés pour la dissociation sont essentiellement des processus de chocs électroniques soit sur la molécule, soit sur l'ion moléculaire. Les sections efficaces mises en jeu sont égales ou plus petites que la section efficace d'ionisation de l'hydrogène. Par conséquent, ces processus ne modifieront pas la distribution des vitesses des électrons.

IV - LES PROCESSUS ÉLÉMENTAIRES

A - PROCESSUS LIES A LA DISSOCIATION DE LA MOLECULE -

Généralement, les études sur l'ionisation de l'hydrogène dans une décharge pulsée supposent que le gaz se trouve à l'état atomique.

Lors de la prédécharge dans le tore T.A. 2000 les phénomènes de dissociation ou d'ionisation sont limités et la densité électronique correspond à un degré d'ionisation de 8 %. La dissociation de la molécule doit donc jouer un rôle important.

Le nombre de processus à considérer est assez grand. Les sections efficaces se trouvent dans un très large domaine de valeurs, aussi certains seront négligeables.

La dissociation de la molécule, H_2 est le processus important en dessous d'environ 8 électrons-volts. A partir de 6 électrons volts environ la production d'ions moléculaires, H_2^+, devient importante et des processus secondaires doivent être considérés pour la dissociation et l'ionisation de ces ions.

La recombinaison entre électrons et ions moléculaires vers un niveau instable de la molécule conduit à la production de deux atomes. Cette réaction est mal connue mais il semble que son coefficient de réaction puisse être très grand en dessous de 10 eV et jouer un rôle dans la production des atomes.

Un certain nombre de réactions entre particules lourdes peuvent également jouer un rôle.

Certains processus ayant des sections efficaces plus petites de plusieurs ordres de grandeur ne seront pas mentionnés ici (exemples : association radiative $H + H^+ \rightarrow H_2^+$ Bates (1951) [41] [42], Boggess (1959) [43]).

Pour servir de guide, nous avons reporté sur la figure 4-1 les différents niveaux de la molécule et de l'ion moléculaire intéressant cette étude relevés dans les divers articles cités (en particulier réf. [46]). Le niveau d'énergie zéro a été pris commun pour la molécule et l'ion moléculaire : c'est le niveau fondamental de la première, $^1\Sigma_g$, sur son niveau de vibration le plus bas.

Pour les sections efficaces, correspondant à chacune des réactions, on propose une forme analytique obtenue à partir des divers renseignements théoriques ou expérimentaux disponibles.

a) Les processus primaires.

Ce sont les réactions des électrons avec la molécule.

a. 1 - Excitation du premier triplet instable $^3\Sigma_u$ de H_2.

$$H_2(^1\Sigma_g) + e \longrightarrow H_2(^3\Sigma_u) + e \quad \textcircled{1}$$
$$\hookrightarrow H + H$$

Energie seuil : 8,8 eV.

Energie des produits de réaction : 2,2 eV chaque

Des calculs théoriques ont été faits par Massey et Mohr [44] et plus récemment par Edelstein [45]. On peut calculer à partir des résultats de ce dernier un coefficient de dissociation dans l'hydrogène en bon accord avec les résultats expérimentaux de Von Engel [46]. On a donc utilisé les valeurs d'Edelstein pour calculer la forme analytique empirique suivante : (figure 4.2).

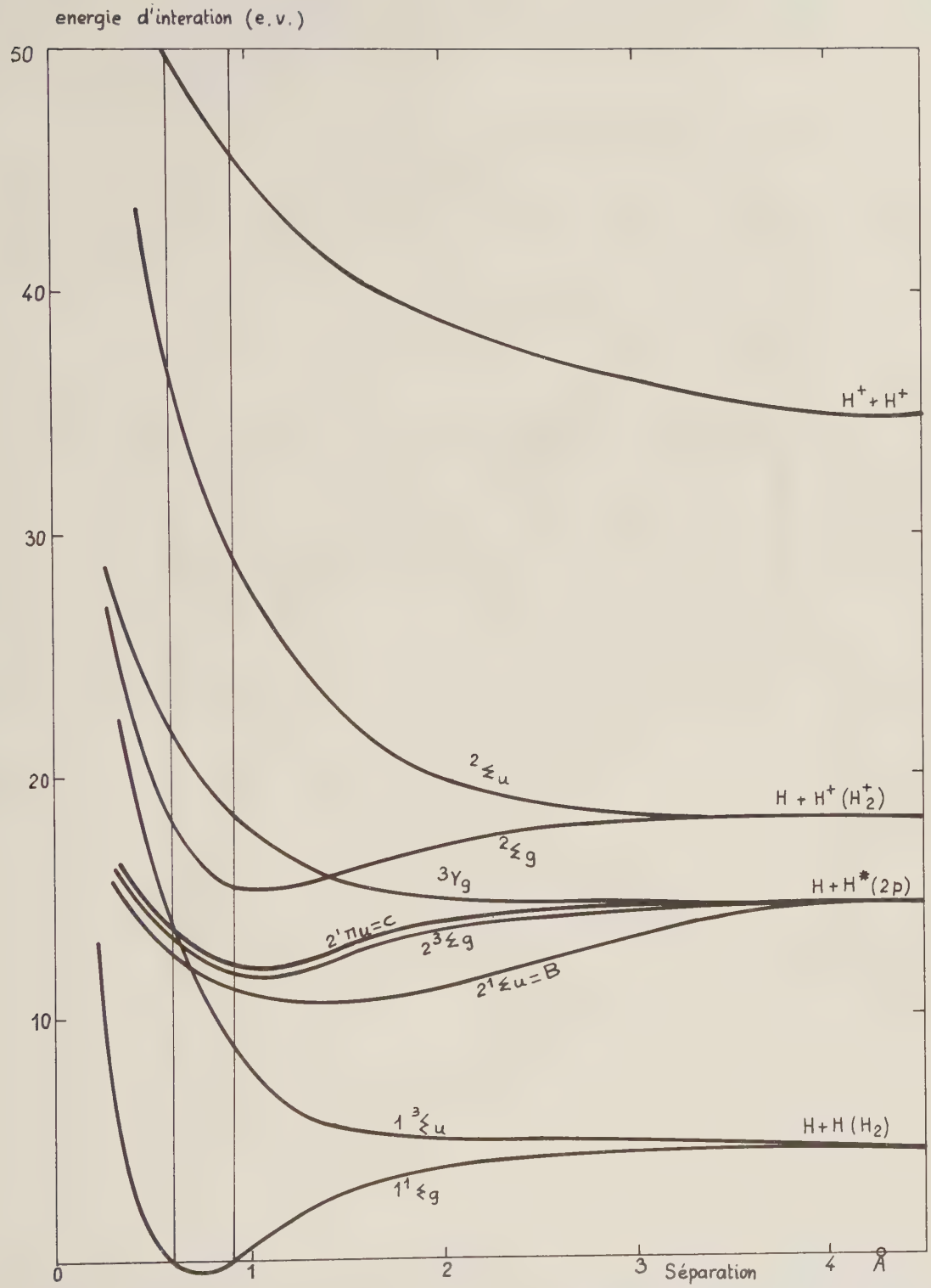


Figure 4-1 - Niveaux électroniques de la molécule et de l'ion moléculaire d'hydrogène considérés dans cette étude.

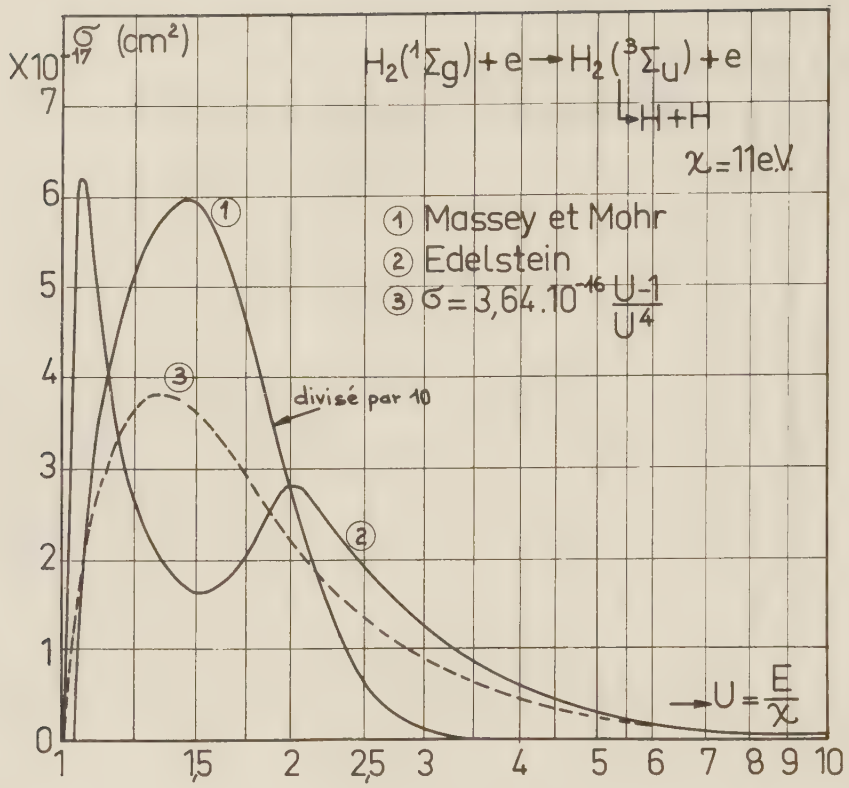


Figure 4-2 - Section efficace de dissociation de la molécule d'hydrogène (E : énergie des électrons, χ : énergie de la réaction).

$$\sigma = 3,64 \cdot 10^{-16} \frac{U-1}{U^4} \quad cm^2 \qquad (4-1)$$

dans laquelle

$$U = \frac{E}{\chi}$$

E énergie des électrons incidents

χ énergie seuil

a.2 - Excitation du triplet stable $^3\Sigma_g$ de H_2.

$$H_2(^1\Sigma_g) + e \longrightarrow H_2(^3\Sigma_g) + e$$
$$\longrightarrow H_2(^3\Sigma_u) + h\nu$$
$$\longrightarrow H + H$$

Energie seuil : 12 eV

Energie des produits de réaction : 2,2 eV chaque

La section efficace est inconnue. Massey [47] indique qu'elle doit être trois fois plus petite que celle de la réaction ① avec une forme similaire. Le seuil étant pratiquement le même cette réaction et la réaction ① seront identifiées sous le même numéro avec la section efficace suivante :

$$\sigma = 4,8 \cdot 10^{-16} \frac{U-1}{U^4} \quad cm^2 \qquad (4-2)$$

Récemment Corrigan [48] a mesuré la section efficace totale de dissociation incluant les deux processus ci-dessus. Les valeurs trouvées sont supérieures d'un facteur deux à celles obtenues ici. En conséquence, la molécule sera dissociée plus vite et l'importance de l'ion moléculaire dans la décharge sera minimisée. L'évolution générale des phénomènes est cependant peu modifiée(*).

a.3 - Excitation du niveau stable $^2\Sigma_g$ de H_2^+.

$$H_2(^1\Sigma) + e \longrightarrow H_2^+(^2\Sigma_g) + 2e$$

Energie seuil 15,6 eV.

Il s'agit du niveau fondamental de l'ion moléculaire. La section efficace a été mesurée par Tate et Smith [49] puis, en valeurs relatives, par Boyd et Green [50]. Gryzinski [51] a calculé, à l'aide d'une théorie classique cette section efficace. La courbe empirique suivante a été adoptée (figure 4-3).

$$\sigma = 3,9 \cdot 10^{-16} \frac{U-1}{U^2} \mathrm{Log}_e\, U \quad \mathrm{cm}^2 \qquad (4\text{-}3)$$

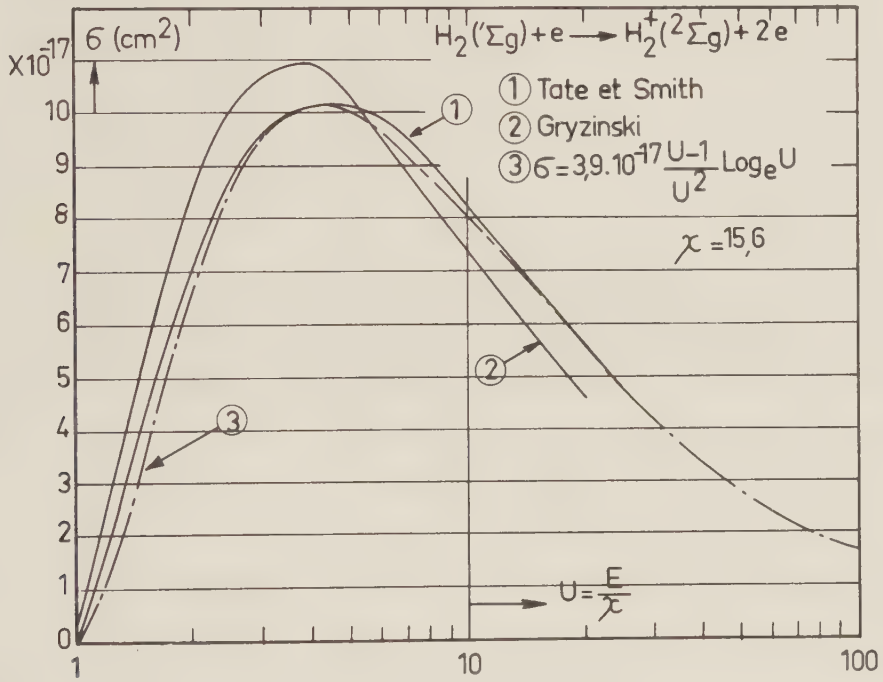


Figure 4-3 - Section efficace d'ionisation de la molécule d'hydrogène.

a.4 - Excitation du niveau instable $^2\Sigma_u$ de H_2^+.

$$H_2(^1\Sigma_g) + e \longrightarrow H_2^+(^2\Sigma_u) + 2e \qquad ③$$
$$\hookrightarrow H^+ + H$$

Energie seuil 28 eV

Energie des produits de réaction : 5 eV chaque

(*) Un calcul théorique, publié très récemment par Khare et Moiseiwitsch (Proc. Phys. Soc. (1966) 88 605) de la section efficace d'excitation du niveau instable $1\,^3\Sigma_u$ est en bon accord, pour la valeur maximale, avec les résultats de Corrigan.

La section efficace est mesurée expérimentalement simultanément avec celle de la réaction ② , en valeur relative puis normalisée avec les résultats de Tate et Smith (Newhall [52]) (figure 4-4).

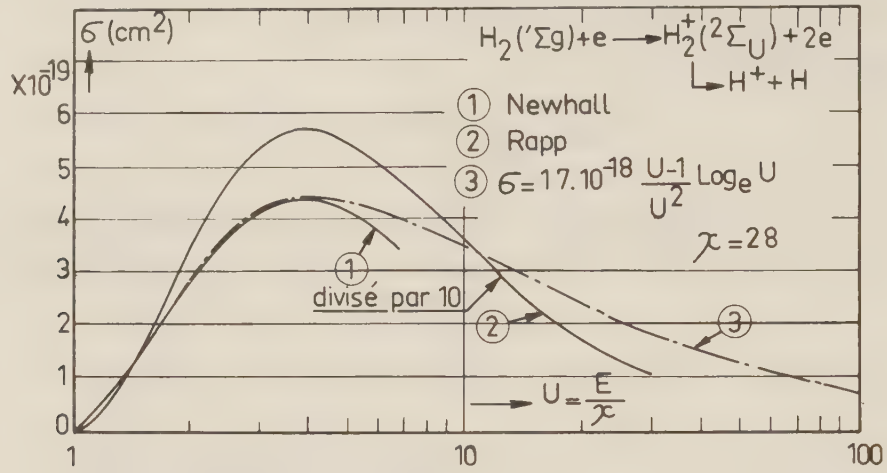


Figure 4-4 - Section efficace d'ionisation dissociative de la molécule.

La forme empirique suivante est proposée pour cette section efficace :

$$\sigma = 1,7 \cdot 10^{-18} \frac{U-1}{U^2} \mathrm{Log}_e U \quad \mathrm{cm}^2 \qquad (4\text{-}4)$$

Récemment Rapp [53] a mesuré cette même section efficace pour l'hydrogène et plusieurs autres gaz. Sa courbe a la même forme que celle de Newhall mais ses valeurs sont d'un ordre de grandeur supérieures. Newhall n'est pas cité dans ce travail et aucune explication n'est donc donnée de cet écart. Cependant cette section efficace reste encore dix fois plus petite que celle des réactions ① et ② et l'incertitude n'aura que peu d'effet sur nos calculs.

a.5 - Double ionisation de la molécule H_2.

$$H_2(^1\Sigma_g) + e \longrightarrow \begin{matrix} H_2^{++} \\ \downarrow \\ H^+ + H^+ \end{matrix} + 3e \qquad ④$$

Energie seuil : 46 eV.

Energie des produits de réaction 7 à 10 eV chaque. La section efficace n'est pas connue. D'après Massey [47] elle serait 200 fois plus petite que la précédente avec une forme similaire :

$$\sigma = 2 \cdot 10^{-9} \frac{U-1}{U^2} \mathrm{Log}_e U \quad \mathrm{cm}^2 \qquad (4\text{-}5)$$

b) Les processus secondaires.

Parmi les processus primaires, seules les réactions ③ et ④ donnent directement des protons. Leur section efficace est sensiblement plus petite que celle des réactions ① et ② ; de plus les seuils sont à une énergie relativement élevée. Il en résulte que les réactions ① et ② dominent nettement. Nous admettrons donc que la production de protons n'a lieu qu'à la suite d'un second choc soit sur l'atome, H, soit sur l'ion moléculaire H_2^+.

b.1 - Dissociation de l'ion H_2^+.

1/ par excitation du doublet instable $^2\Sigma_u$

$$H_2^+(^2\Sigma_g) + e \longrightarrow \begin{matrix} H_2^+(^2\Sigma_u) + e \\ \downarrow \\ H^+ + H \end{matrix}$$

Energie seuil : 12,4 eV

Energie des produits de réaction : ~ 5 eV chaque

Lorsque nos calculs ont été faits, aucune valeur expérimentale de cette section efficace n'était publiée. Kerner [54] donne un premier calcul théorique puis quelques années plus tard Ivash [55] indique des courbes de sections efficaces évaluées dans l'approximation de Born dans trois cas qui donnent des résultats fort différents (figure 4-5).

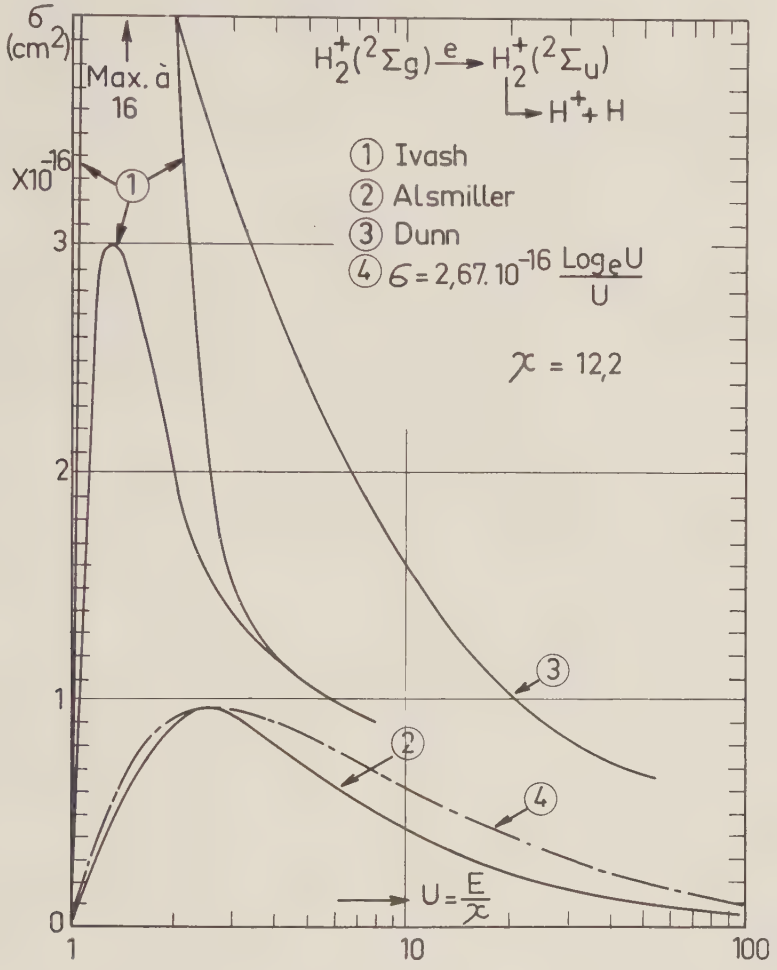


Figure 4-5 - Section efficace de dissociation de l'ion moléculaire H_2^+.

Très récemment, Callaway et Chow [56] reprennent les calculs dans l'approximation de Born et trouvent des résultats voisins de ceux d'Ivash. Peek [57] signale le rôle important que peu jouer le niveau de vibration de départ. La section efficace peut varier de deux ordres de grandeur quand on considère le 12ème niveau.

2/ Par excitation de l'ensemble des niveaux instables

$$H_2^+(^2\Sigma_g) + e \longrightarrow H^+ + H + e \qquad ⑤$$

Les calculs sont faits par Alsmiller [58] en utilisant la méthode de Gryzinski [51].

Il tient compte de l'excitation sur tous les niveaux considérés comme instables. Ses valeurs sont sensiblement plus faibles que les précédentes mais avec une forme plus large (figure 4-5).

Dans ce qui suit la forme empirique suivante a été adoptée

$$\sigma = 2{,}76 \cdot 10^{-16} \frac{\mathrm{Log_e U}}{U} \quad \mathrm{cm^2} \qquad (4\text{-}6)$$

Nos calculs relatifs à la dissociation de l'ion moléculaire utilisent cette formule.

b.2 - Ionisation de l'ion H_2^+.

$$H_2^+(^2\Sigma_g) + e \longrightarrow H_2^{++} + 2e \qquad \text{⑥}$$
$$\hookrightarrow H^+ + H^+$$

Energie seuil : 30 eV

Energie des produits de réaction : 6 eV

La section efficace est calculée par Alsmiller [58] selon la méthode de Gryzinski. Elle est bien décrite par la formule empirique suivante :

$$\sigma = 4,46 \cdot 10^{-17} \frac{\text{Log}_e U}{U} \quad \text{cm}^2 \qquad (4\text{-}7)$$

Enfin, très récemment Dunn [59] mesure la section efficace pour l'ensemble des trois processus ci-dessus à partir d'une énergie égale à 25 eV jusqu'à 600. Il montre que le processus dominant est celui de la réaction d'excitation de H_2^+ sur le niveau $^2\Sigma_u$. Les valeurs trouvées sont grandes (figure 4-5) ce qui est à rapprocher des résultats de Peek [57] sur le rôle des niveaux de vibration. Il serait donc nécessaire de connaître la répartition de ces niveaux pour évaluer correctement la section efficace à introduire dans un problème donné.

Néanmoins nous verrons que l'ion H_2^+ ne joue pas un rôle fondamental dans les décharges de T.A. 2000. La section efficace utilisée, déduite des valeurs d'Alsmiller (§ b-1) est un minimum et correspond à la valeur donnée par Peek pour le premier niveau de vibration. Si l'on prend une section efficace plus grande on diminue encore le rôle de l'ion H_2^+ (qui disparaît plus vite).

b.3 - Recombinaison dissociative électron-ion.

$$H_2^+(^2\Sigma_g) + e \longrightarrow H_2 \text{ (sur niveaux instables)} \qquad \text{⑦}$$
$$\hookrightarrow H + H$$

Cette recombinaison dissociative se produit seulement quand une courbe d'énergie de la molécule correspondant à un niveau instable coupe la courbe d'énergie du niveau fondamental de H_2^+ par exemple, le triplet ^3Y_g de la figure 4-1

Bates [60] a signalé que le coefficient de réaction pour un tel processus pouvait être de l'ordre de 10^{-7} cm^3 sec^{-1}. Des mesures ont été faites pour l'oxygène (O_2^+) et l'azote (N_2^+) mais pour l'hydrogène il n'est disponible que les calculs de Bauer et Wu [61] qui donnent des résultats très partiels entre 0,02 et 1 eV d'énergie pour électrons incidents. La section efficace trouvée est élevée.

c) Chocs entre particules lourdes.

Un grand nombre de réactions entre particules lourdes sont possibles. Généralement les sections efficaces ne sont grandes que pour des énergies hors de cause ici (E > keV). Une bibliographie générale a été faite en 1958 par S.K. Allison [63] une table très complète a été, plus récemment, préparée pour l'U.S.A.E.C. [64].

En fait, deux réactions ont une section efficace croissante vers les basses énergies.

c.1 - Formation de l'ion H_3^+.

$$H_2^+ + H_2 \longrightarrow H_3^+ + H \qquad \text{⑧}$$

Cette réaction est importante en tant que processus secondaire dans un sepctrographe de masses. Elle est également utilisée dans des sources d'ions pour produire des faisceaux de particules H_3^+, injectées à haute énergie dans certaines machines à plasma. Elle est bien étudiée pour des molécules plus compliquées que l'hydrogène [65-66-67-68]. Gutbier [69] a étudié le cas de la réaction ⑧, tandis que Stevenson [70] donne une évaluation classique de la section efficace qu'il trouve avoir une dépendance en 1/v (v vitesse relative des particules)

En prenant la valeur expérimentale de Gutbier à 0,25 eV, $\sigma = 6 \cdot 10^{-15}\ cm^2$, nous obtenons la valeur absolue de cette section efficace.

c.2 - Echange de charge résonnant H, H^+.

$$H^+ + H \longrightarrow H + H^+$$

La section efficace est connue expérimentalement au-dessus de 100 eV [71] tandis que des calculs théoriques [72-73] permettent une extrapolation vers les basses énergies.

Si la température des neutres et des protons est la même cette réaction ne modifie ni l'état chimique ni l'état d'énergie du système. Si la température est différente par exemple si les ions sont plus chauds, on observera un chauffage des neutres pratiquement sans modification de la distribution des vitesses puisque la section efficace est raisonnablement constante dans un domaine assez étendu d'énergie.

Un tel processus de chauffage des atomes neutres a été proposé pour expliquer la température croissante des atomes d'hélium dans le stellarator C (Breton, Hirschberg, Hofmann, réf [71]) et des atomes d'hydrogène dans le tore T.A. 2000 (Platz, Hirschberg réf. [36]).

d) Coefficients de Réaction.

Le coefficient de réaction est défini par la relation

$$Q = \int_{v_o}^{\infty} \sigma(v) \cdot v \cdot f(v)\, dv$$

dans laquelle :

$\sigma(v)$ est la section efficace à la vitesse v des électrons (scalaire)

$f(v)$ la distribution des vitesses

v_o la vitesse seuil

Nous avons vu que la distribution est maxwellienne. Le coefficient de réaction est calculé à partir des données expérimentales avec une extrapolation analytique pour les grandes énergies. Il a été aussi calculé avec les formes analytiques proposées. Il est a noter que la forme analytique adoptée doit être aussi proche que possible de la forme expérimentale plutôt au voisinage du seuil qu'aux grandes énergies. La différence entre les deux calculs est alors négligeable dans notre domaine de température ($kT_e < 100$ eV).

Les figures 4-6 et 4-7 donnent les coefficients de réaction pour les processus primaires et secondaires. Pour la réaction ⑦ un coefficient décroissant comme $T^{-1/2}$ a été adopté (voir Bates réf. [60]).

Pour la réaction ⑧, le produit $\sigma \cdot v$ étant une constante le coefficient de réaction est aussi une constante. Il vaut $3 \cdot 10^{-9}\ cm^{-3}\ sec^{-1}$.

A titre de comparaison on a également représenté le coefficient correspondant à l'ionisation de l'atome d'hydrogène à partir du niveau fondamental (courbe 9).

Si on admet, pour la réaction ③, les nouvelles valeurs de RAPP, la courbe du coefficient de réaction est multipliée par 10 et on peut remarquer que, pour $kT_e = 10$ eV, sa valeur sera en-dessous de $10^{-10}\ cm^3\ sec^{-1}$ soit encore près de deux ordres de grandeurs inférieures aux valeurs données par les courbes ① et ②. Cette réaction reste donc négligeable.

B - PROCESSUS LIES A L'IONISATION ET A L'EXCITATION DE L'ATOME -

Nous avons vu que les processus qui interviennent pour exciter et ioniser l'atome sont les suivants :

Excitation par choc électronique

Ionisation par choc électronique

Désexcitation par choc électronique

Transitions spontanées

Excitation par absorption d'un photon

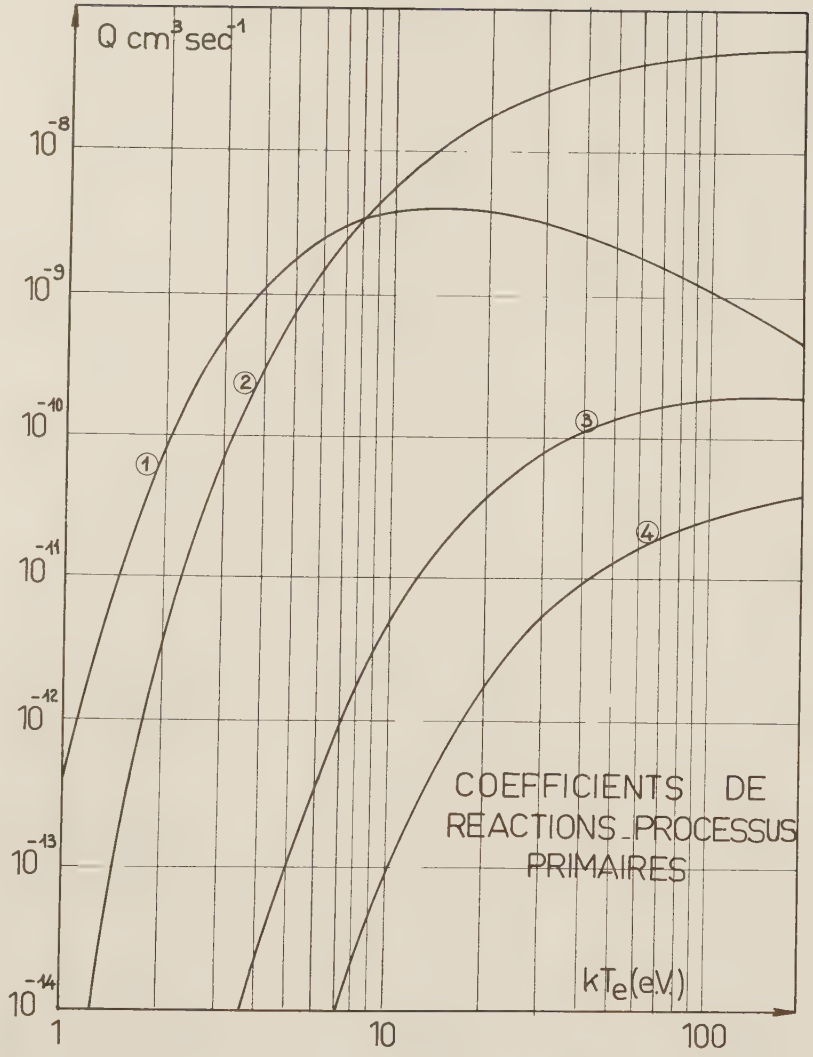


Figure 4-6 -

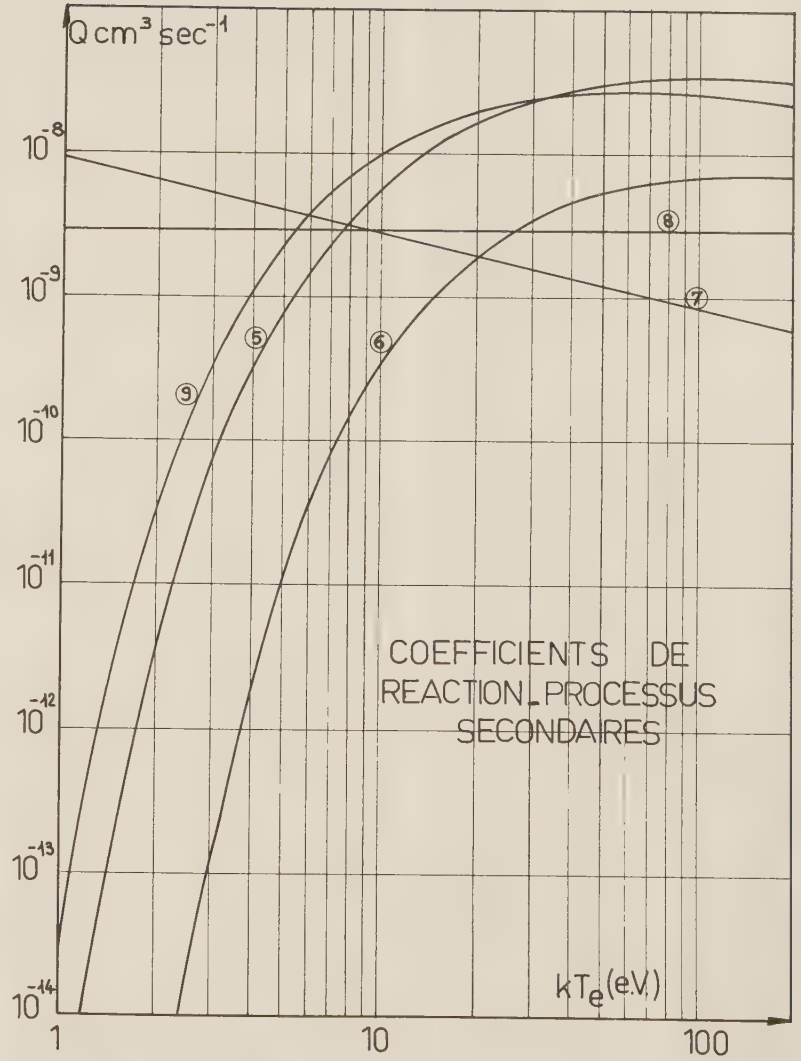


Figure 4-7 -

On fait en outre l'hypothèse que les composantes de structure fine d'un niveau j sont noyées dans la largeur Doppler ce qui est largement vérifié pour les températures atomiques mesurées sur T.A. 2000.

En outre, si les divers niveaux de structure fine sont distribués selon les poids statistiques, on pourra considérer des coefficients de réaction globaux pour chaque niveau j.

a) Coefficient d'Einstein et force d'oscillateur.

L'intensité d'une raie correspondant à une transition $j \longrightarrow i$ peut s'écrire

$$I_{ji} = K_{ji}\, \mathcal{T}_{ji}\, A_{ji}\, h\nu_{ji}\, l\, n_j \qquad (4\text{-}8)$$

n_j est le nombre d'atomes par cm^3 sur le niveau j. $\mathcal{T}_{ji}$ un facteur de transmission moyen le long de l'axe de visée du spectrographe ; ce facteur dépend de la géométrie du plasma, de la raie considérée et de sa largeur Doppler. Le calcul de $\mathcal{T}_{ji}$ fait intervenir la force d'oscillateur f_{ij}

A_{ji} est le coefficient d'Einstein pour la transition ji

K_{ij} un facteur tenant compte des caractéristiques du spectrographe

l est l'épaisseur de la source

A titre indicatif le tableau suivant rappelle les valeurs des constantes atomiques A_{ji} et f_{ij} pour les transitions qui seront considérées dans nos calculs.

Hydrogène : Constantes Atomiques

g_i	i	j	raie	$A_{ji}\ (s^{-1})$(*)	f_{ji}(*)	χ_{ij} (eV)(**)	g_i/g_j
2	1	2	L_α	$4{,}68 \cdot 10^8$	0,416	10,20	0,25
	1	3	L_β	$5{,}54 \cdot 10^7$	0,079	12,08	0,111
	1	4	L_γ	$1{,}27 \cdot 10^7$	0,029	12,75	0,0625
	1	5	L_δ	$4{,}10 \cdot 10^6$	0,014	13,05	0,04
8	2	3	H_α	$4{,}39 \cdot 10^7$	0,641	1,88	0,444
	2	4	H_β	$8{,}37 \cdot 10^6$	0,119	2,55	0,25
	2	5	H_γ	$2{,}52 \cdot 10^6$	0,045	2,85	0,16
18	3	4	P_α	$8{,}94 \cdot 10^6$	0,842	0,66	0,562
	3	5	P_β	$2{,}19 \cdot 10^6$	0,151	0,97	0,36
32	4	5	B_α	$2{,}68 \cdot 10^6$	1,038	0,31	0,64

(*) C. W. Allen, Astrophysical Quantities, The Athlone Press, London 1955

(**) Ch. Moore, Atomic Energy Levels, N.B.S. Circular 467

b) Excitation et desexcitation par choc électronique.

Chaque niveau j possède une section efficace d'excitation vers un autre niveau p(p > j). La valeur moyenne de cette section efficace pour une distribution maxwellienne des électrons est le coefficient d'excitation

$$Q_{jp} = \int_{v_o}^{\infty} \sigma_{jp}\ (v)\ .\ v\ .\ f(v)\ dv$$

où v_o est la vitesse seuil de l'électron telle que $1/2\ mv_o^2 = \chi_{jp}$ (χ_{jp} énergie d'excitation).

Le coefficient de désexcitation Q_{pj}, par choc électronique est lié au coefficient Q_{jp} par les relations :

$$Q_{pj} = C_{jp}\, Q_{jp} \qquad p > j$$

$$C_{jp} = \frac{g_j}{g_p}\, e^{+\frac{\chi_{jp}}{kT_e}}$$

Ces deux coefficients dépendent donc de la même section efficace $\sigma_{jp}(v)$

b. 1 - Section efficace d'excitation.

Les études sur les sections efficaces se sont multipliées depuis quelques années. Ce sont, dans la grande majorité, des études théoriques. Les valeurs obtenues sont très variables. La transition 1 ⟶ 2 a particulièrement retenu l'attention car c'est la seule qui ait fait l'objet de mesures expérimentales et les théoriciens ont multiplié les efforts pour obtenir des valeurs théoriques se rapprochant des valeurs mesurées.

D'une manière générale la théorie donne des sections efficaces sensiblement trop grandes (approximation de Born). Cependant l'usage de l'approximation dipolaire (Saraph [75]) conduit à des valeurs plus proches de l'expérience. Les calculs de Crothers et McCarrol (1965) [76] partant de la méthode de Vainshtein [77] obtient pour la transition 1-2 un bon accord avec les résultats de mesures. Ces méthodes ne sont pas encore appliquées aux autres transitions pour lesquelles la littérature reste pauvre en particulier pour l'excitation à partir de niveaux déjà excités.

Transitions 1-n.

Fite [79] a mesuré la section efficace pour la transition 1-2. Le nombre de calculs tant pour la transition 1s-2p que 1s-2s est considérable. Les courbes de la figure 4-8 illustrent la situation en donnant les résultats les plus récents. Des modifications successives de la théorie aboutissent, avec Crothers et McCarroll à une courbe en assez bon accord avec la courbe de Fite. Remarquons que le maximum est passé graduellement de U = 2 à U = 6 alors que le maximum expérimental est à U = 4 (U = E/χ)

Les transitions 2-n ont été étudiées théoriquement par McCrea et McKirgan [80] puis par Omidvar [81] qui donne des valeurs jusqu'à n = 8. Ces calculs, faits dans l'approximation de Born, donnent des valeurs sans doute surestimées et Saraph [75] obtient des valeurs deux fois plus petites. (figure 4-9).

Les mêmes remarques peuvent s'appliquer aux calculs donnant les sections efficaces des transitions 3-n (Omidvar, Saraph) (McCoyd, [82]) et des transitions 4-n (Omidvar, Saraph), (Fisher [83]).

Formule empirique générale pour la section efficace d'excitation.

Les premiers calculs que nous avons entrepris pour l'étude de l'ionisation de l'hydrogène sont sensiblement antérieurs aux publications de Saraph ou d'Omidvar. En outre la dispersion des données permet de penser que ces sections efficaces sont encore assez imprécises. Aussi a-t-on utilisé une formule empirique basée sur la courbe expérimentale de Fite et qui rejoint, aux grandes énergies, l'approximation de Born toujours valable. La décroissance est alors bien représentée par un terme en $\frac{\mathrm{Log}_e U}{U}$. Le facteur de forme adopté est $\frac{U-1}{U^2}\mathrm{Log}_e U$

On aura

$$\sigma = \alpha f \left(\frac{\chi_i}{\chi_e}\right)^2 \frac{U-1}{U^2}\, \mathrm{Log}_e U$$

Le coefficient α est calculé à partir des valeurs expérimentales pour la transition 1-2

$$\sigma_{jp} = 3{,}04 \cdot 10^{-16}\, f_{pj} \left(\frac{\chi_i}{\chi_{jp}}\right)^2 \frac{U-1}{U^2}\, \mathrm{Log}_e U \quad \mathrm{cm}^2 \qquad (4\text{-}9)$$

Cette fonction est maximale pour U = 4,24 elle est représentée sur les figures 4-8 et 4-9.

Dans cette formule χ_i est l'énergie d'ionisation de l'atome. La variation de σ_{jp} en $1/\chi_{jp}^2$ est déduite de l'approximation de Born, mais le fait de ramener, à l'aide du coefficient α, la première

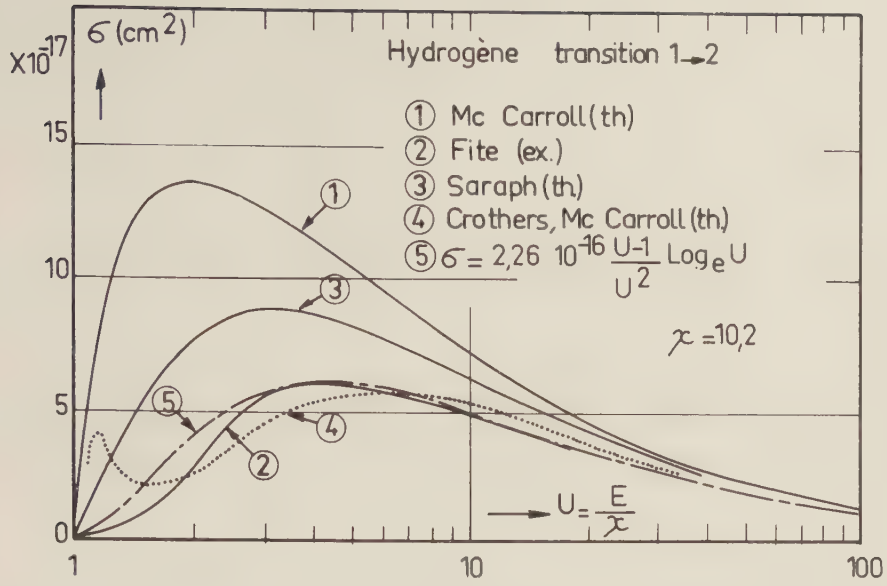


Figure 4-8 - Section efficace d'excitation de la transition 1-2 de l'atome d'hydrogène.

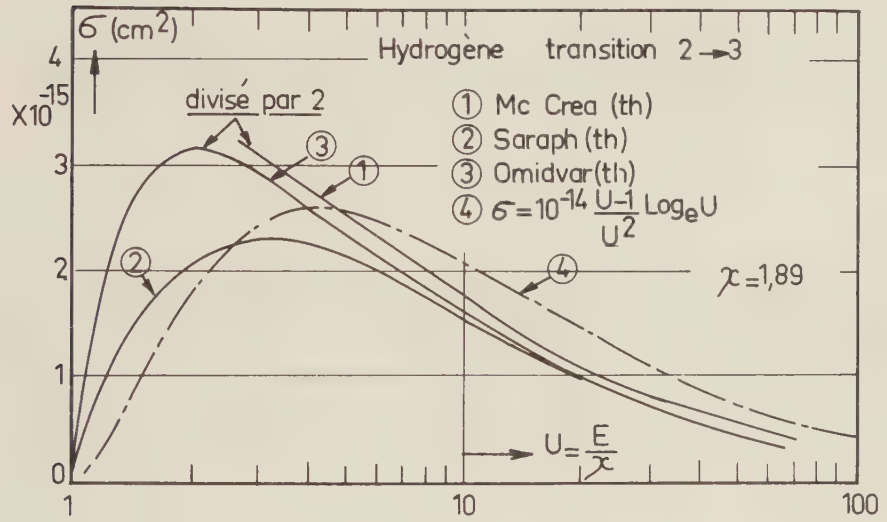


Figure 4-9 - Section efficace de la transition 2-3 de l'atome d'hydrogène.

section efficace à sa valeur correcte minimise la surestimation pour les autres. On peut donc penser que, pour les premiers niveaux, cette formule est satisfaisante.

b.2 - Coefficients d'excitation.

Les coefficients d'excitation ont été calculés à partir de la courbe de section efficace empirique donnée par la formule 4-9.

Les figures 4-10, 4-11, 4-12 donnent les coefficients :

$$Q_{1n}\ Q_{2n}\ Q_{3n} \quad \text{pour} \quad n \leq 5$$

dans le domaine de température de T.A. 2000.

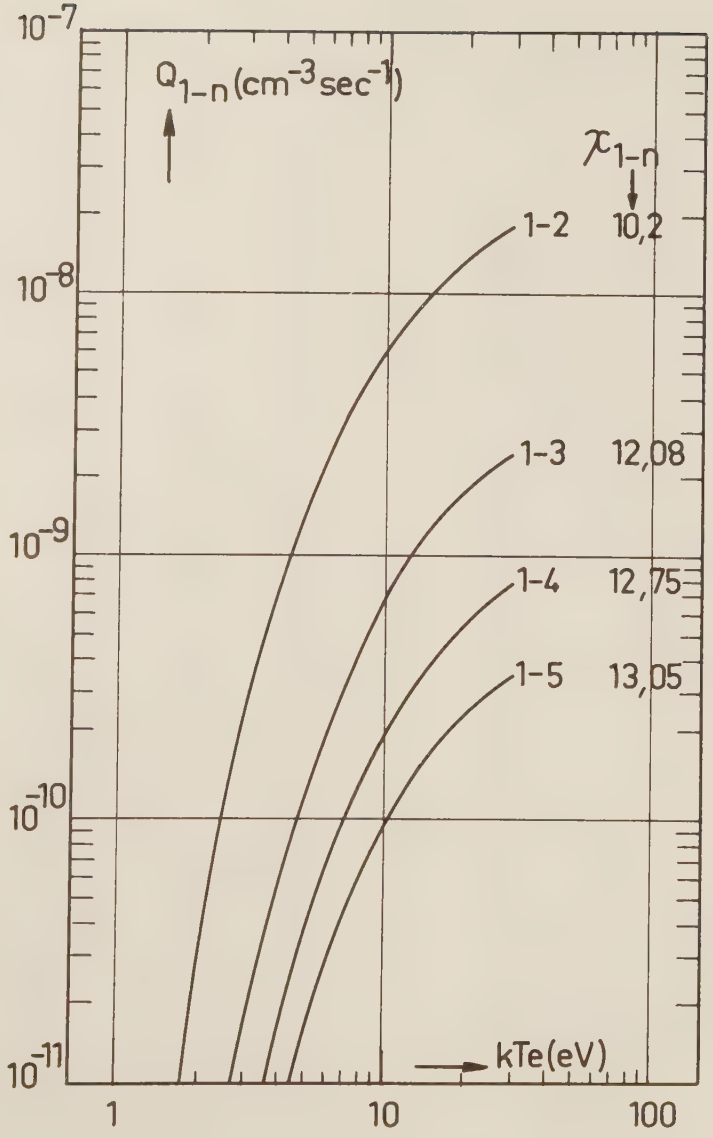


Figure 4-10 - Coefficients d'excitation des transitions 1-n.

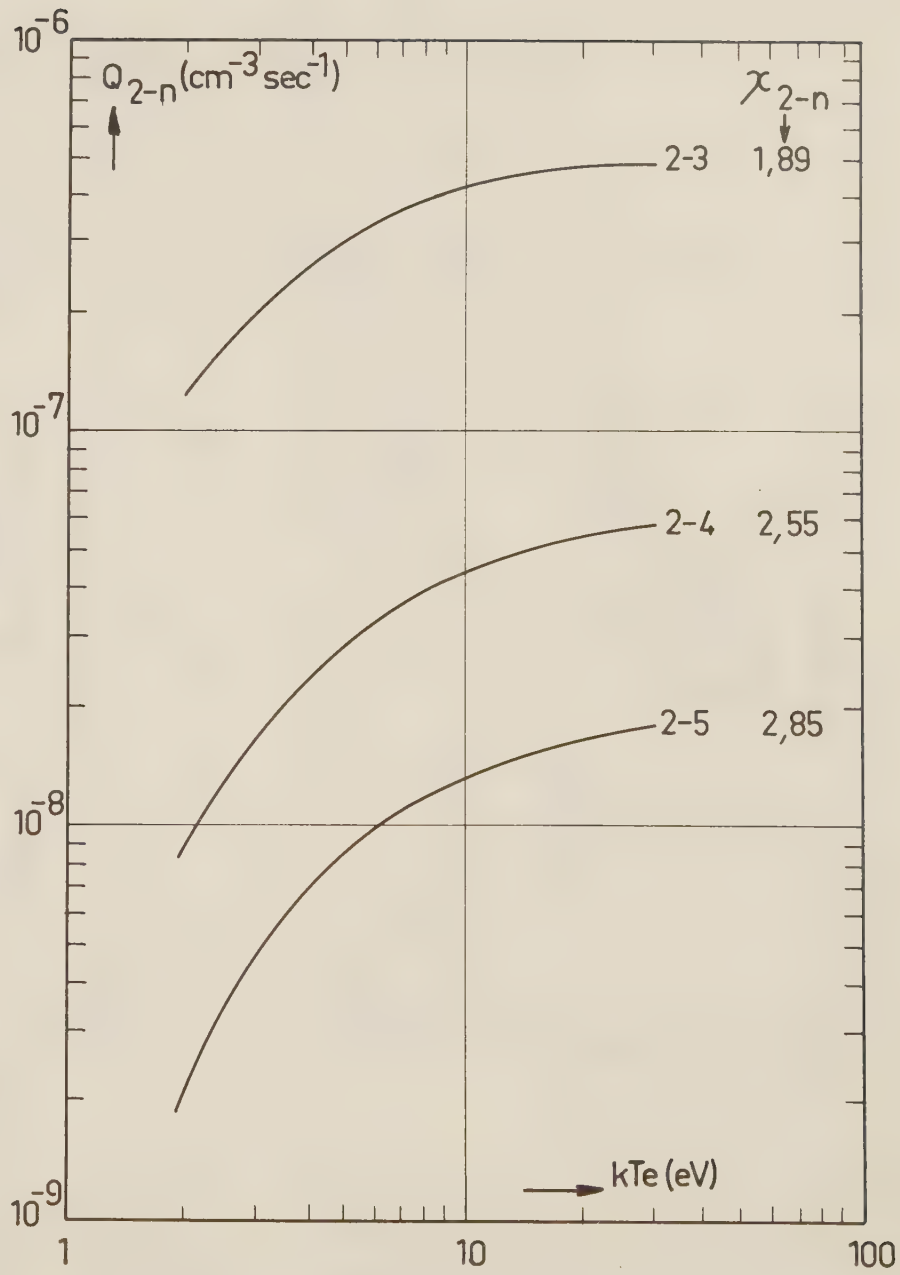


Figure 4-11 - Coefficients d'excitation des transitions 2-n.

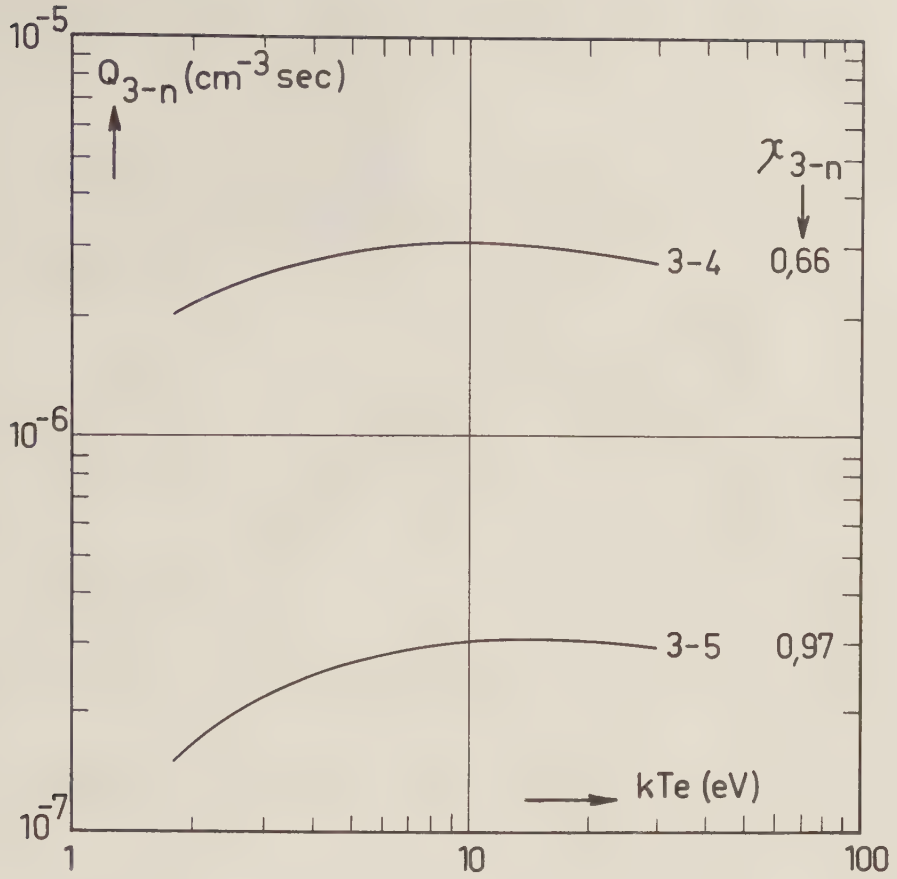


Figure 4-12 - Coefficients d'excitation des transitions 3-n.

C - IONISATION PAR CHOC ELECTRONIQUE -

Parmi les travaux théoriques qui ont suivi l'établissement de la formule empirique de Thomson citons ceux de Massey et Mohr (1933) [84] utilisant l'approximation de Born pour l'ionisation à partir du niveau fondamental. Quelques auteurs reprennent par la suite la même méthode. Geltman (1956) [85] introduit l'effet coulombien du noyau qui joue un rôle important au seuil. Puis d'autres effets sont pris en considération (Peterkop (1961) [86]). Enfin récemment Omidvar (1965) [87] reprend les calculs dans l'approximation de Coulomb Born et étend ses calculs jusqu'au niveau n = 5

Ionisation 1 – ∞

Il existe quelques mesures de la section efficace à partir du niveau fondamental dont la première est celle de Fite et Brackman (1958) [88] suivent celles de Boyd et Bocksenberg [89] et de Rothe [90] (figure 4-13).

Ionisation n – ∞

Boyd et Smith [91] ont calculé l'ionisation à partir du niveau 2s tandis que Swan [92] donne des valeurs pour l'ionisation 2p. Enfin récemment Omidvar (1965) [93] donne les sections efficaces pour l'ionisation à partir de niveaux compris entre n = 1 et 5 ses calculs sont naturellement faits, comme pour l'excitation dans l'approximation de Coulomb Born. De telles sections efficaces augmentent très rapidement avec n.

Formule empirique pour la section efficace d'ionisation.

Comme pour l'excitation, nous avons utilisé une formule empirique basée sur les mesures de Fite :

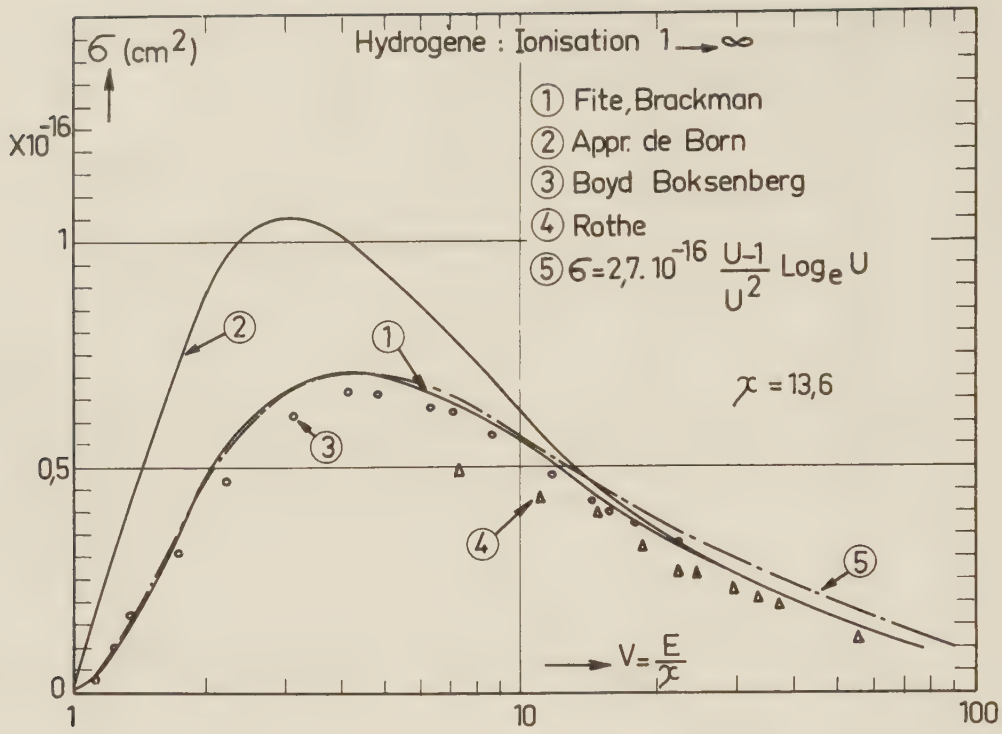


Figure 4-13 - Section efficace d'ionisation de l'atome d'hydrogène à partir du niveau fondamental.

$$\sigma_{n\infty} = 2,7 \cdot 10^{-16} \left(\frac{\chi_{1\infty}}{\chi_{n\infty}}\right)^2 \frac{U-1}{U^2} \text{ Log}_e U \quad \text{cm}^2 \qquad (4\text{-}10)$$

On peut faire à son sujet les mêmes remarques que pour l'excitation.

Coefficients d'ionisation.

Ils sont désignés par la lettre S et sont définis comme les coefficients d'excitation. La formule empirique a été utilisée pour les calculs.

La figure 4-14 donne $S_{n\infty}$ pour $1 \leqslant n \leqslant 5$

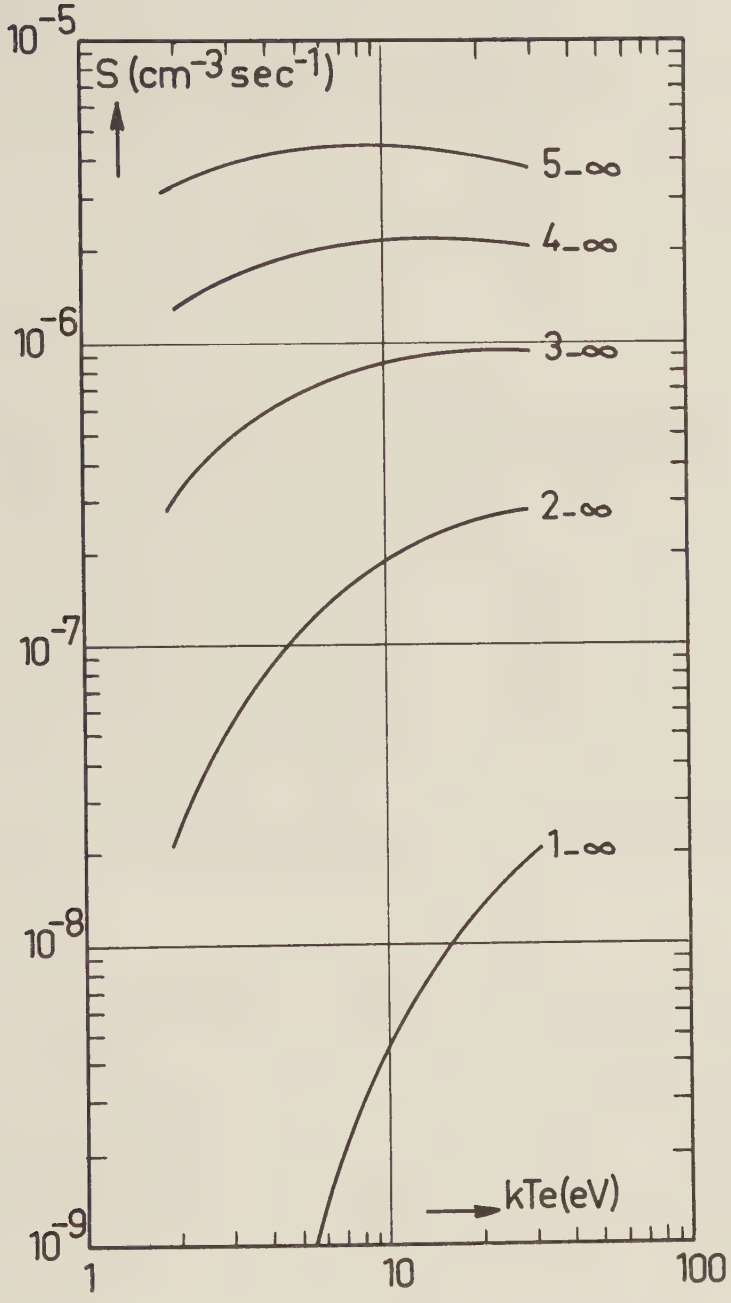


Figure 4-14 - Coefficients d'ionisation de l'hydrogène atomique.

V. - LA RÉABSORPTION DES RAIES

A - INTRODUCTION -

Le problème de la réabsorption est particulièrement délicat. En effet, si les processus précédents peuvent être étudiés dans un volume assez petit pour que le plasma puisse être considéré comme homogène, il n'en est plus de même pour la réabsorption dont l'importance dépend des dimensions géométriques. Des hypothèses devront-être introduites sur l'homogénéité, les distributions de densités, de température, de sorte que le problème général ne peut être traité. Nous nous bornerons à essayer de rendre compte du rôle de la réabsorption des raies dans les phénomènes d'ionisation, c'est-à-dire durant des phénomènes essentiellement transitoires. Les populations des niveaux réabsorbants sont des fonctions du temps, aussi telle raie peut être réabsorbée pendant une certaine période de la décharge et ne pas l'être pendant une autre.

Il faut également souligner qu'aux températures considérées, à l'état stationnaire, l'hydrogène serait complètement ionisé. Par conséquent les populations des niveaux excités que l'on calculera durant la période transitoire seront très différentes des populations généralement calculées dans des cas comparables de densité. C'est ainsi que des raies non résonnantes, comme H_α, peuvent être notablement réabsorbées et qu'il est nécessaire de considérer un modèle à plus de 2 niveaux.

Le problème est d'évaluer, pour chaque transition considérée, un facteur de transmission moyen qui, fonction du temps, sera introduit dans les équations du régime transitoire. L'expression de ce coefficient ne devra pas être trop compliqué sous peine d'entraîner à des calculs difficilement réalisables.

Un certain nombre de chercheurs ont abordé le problème de la réabsorption des raies dans des buts variables.

Bierberman [93] examine l'état stationnaire résultant d'une excitation par absorption de rayonnement dans une région déterminée du gaz. L'excitation se propage alors jusqu'à la limite du plasma.

Holstein [94] développe également une théorie du transfert de la radiation résonnante dans des conditions analogues dans le but de déduire des temps de vie. Il calcule, à cette occasion un "escape factor", g, que nous appellerons ici "coefficient de transmission moyen", dans le cas de profondeurs optiques grandes (c'est à dire les fortes absorptions) pour une lame infinie d'épaisseur l et pour un cylindre infini de rayon R. Il envisage plusieurs profils en fonction de la longueur d'onde pour le coefficient d'absorption. Le profil d'émission lui est toujours supposé équivalent.

Pour le cas du cylindre et d'un profil gaussien :

$$g = \frac{1,6}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{k_o R} \frac{1}{(\mathrm{Log_e}\, k_o R)^{1/2}}$$

valable uniquement pour $k_o R \gg 1$

$\tau_R = k_o R$ est la profondeur optique au centre de la raie pour la distance R traversée.

Phelps [95] reprend des calculs similaires lorsque l'origine du rayonnement se trouve dans un faisceau d'électrons traversant un cylindre de gaz dans son axe. Ce problème est lié aux mesures de sections efficaces d'excitation.

Ces études sont donc limités au cas où la seule source de lumière est la photo-excitation.

Walsh [96] introduit un perfectionnement aux théories précédentes en considérant des excitations et des désexcitations par chocs électroniques dans la masse du gaz dans le but de calculer un temps de vie pour l'emprisonnement de radiation résonnante. Il considère un atome à deux niveaux.

Hearn [97] reprend plus récemment le problème pour un plasma qui émet et qui absorbe en tout point. Il suppose d'abord un profil d'émission équivalent au profil d'absorption. L'effet Doppler est considéré comme dominant.

Le plasma est une lame infini d'épaisseur L. Le modèle adopté est un atome à deux niveaux. Hearn calcule à partir de ces données, la distribution des atomes excités dans un état stationnaire. Il en déduit les pertes par rayonnement et trouve que les raies sont réabsorbées au centre malgré la supposition du plasma uniforme.

Dans un second travail Hearn [98] se place dans les mêmes conditions mais en supposant que le coefficient d'absorption et le coefficient d'émission n'ont plus le même profil et qu'en outre ce profil peut varier avec la direction. Il semble que les résultats ne diffèrent pas de plus de 10 % du cas précédent et que par conséquent l'hypothèse de la fonction source indépendante de la fréquence soit tout à fait satisfaisante.

B - EQUATION DE TRANSFERT -

En un point du plasma, dans une direction et à une fréquence donnée, l'intensité du rayonnement est I_ν. La variation dI_ν de cette intensité dans la direction considérée et pour une distance dl est

$$dI_\nu = - k_\nu I_\nu dl + J_\nu \, dl \tag{5-2}$$

k_ν est le coefficient d'absorption

J_ν est le coefficient d'émission

Cette équation se met généralement sous la forme suivante

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = - I_\nu + \frac{J_\nu}{k_\nu} \tag{5-3}$$

où $d\tau_\nu = k_\nu dl$ est la variation de profondeur optique sur la distance dl.

Suivant l'axe considéré cette équation a une solution qui s'écrit :

$$I_\nu = I_{o\nu} e^{-\tau\nu} + e^{-\tau\nu} \int_o^{\tau\nu} \frac{J_\nu}{k_\nu} e^{\tau\nu} \, d\tau_\nu (*) \tag{5-4}$$

Dans cette relation, le premier terme du second membre disparaît s'il n'y a pas de source extérieure de rayonnement

Nous devons maintenant expliciter le rapport $\frac{J_\nu}{k_\nu}$, la fonction source.

a) Le coefficient d'absorption.

Nous posons ici notre première hypothèse :

L'effet Doppler est dominant et le profil d'absorption est purement gaussien. Les mesures de la température des atomes dans la décharge de T.A. 2000 justifient cette hypothèse.

Dans ces conditions :

$$k_\nu = k_o e^{-(2\frac{\nu-\nu_o}{\Delta\nu})^2 \log_e 2} \tag{5-5}$$

$\Delta\nu$ est la largeur de la raie

k_o est le coefficient d'absorption au centre de la raie.

(*) Voir par exemple S. Chandrasekhar "Radiative Transfer" Dover Publication, Inc New York

Soit en posant

$$y = 2 \frac{\nu - \nu_o}{\Delta\nu} (\mathrm{Log}_e 2)^{1/2}$$

$$k_y = k_o e^{-y^2}$$

Si le niveau supérieur est faiblement peuplé par rapport au niveau absorbant k_o s'écrit [99].

$$k_o = \frac{2 (\mathrm{Log}_e 2)^{1/2}}{\pi^{1/2}} \frac{\pi e^2}{mc} \frac{n_i f_{ij}}{\Delta\nu} \qquad (5\text{-}7)$$

n_i est le nombre d'atomes par cm³ se trouvant sur le niveau absorbant i

$$\boxed{k_o = 2,5 \cdot 10^{-2} \frac{n_i f_{ij}}{\Delta\nu}} \qquad (5\text{-}8)$$

$$k_y = \frac{2 (\mathrm{Log}_e 2)^{1/2}}{\pi^{1/2}} \frac{\pi e^2}{mc} \frac{n_i f_{ij}}{\Delta\nu} e^{-y^2} \qquad (5\text{-}9)$$

b) Le coefficient d'émission.

En un point du plasma, le nombre de transitions par cm³ et par seconde est $A_{ji} n_j$. Parmi ces transitions, la probabilité qu'un photon ait la fréquence réduite y est :

$$P_y = \frac{1}{\pi^{1/2}} e^{-y^2} \qquad (5\text{-}10)$$

formule qui exprime que le profil d'émission est une gaussienne de largeur $\Delta\nu$ et l'on a

$$\int_o^\infty P_\nu \, d\nu = \int_{-\infty}^{\infty} P_y \, dy = 1$$

Dans l'unité d'angle solide, le nombre de photons de fréquence réduite y sera

$$\frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{\pi^{1/2}} \frac{2 (\mathrm{Log}_e 2)^{1/2}}{\Delta\nu} e^{-y^2} n_j A_{ji}$$

et l'intensité

$$J_y = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{h\nu}{\pi^{1/2}} \frac{2 (\mathrm{Log}_e 2)^{1/2}}{\Delta\nu} e^{-y^2} n_j A_{ji} \qquad (5\text{-}11)$$

c) La fonction source.

Des relations 5-11 et 5-9 nous tirons

$$\frac{J_y}{k_y} = \frac{1}{4\pi} h\nu \frac{mc}{\pi e^2} \frac{n_j}{n_i} \frac{A_{ji}}{f_{ij}} \qquad (5\text{-}12)$$

Pour obtenir cette expression nous avons éliminé les termes en e^{-y^2}. Nous avons donc fait une seconde hypothèse : Les profils d'émission et d'absorption sont équivalents. La fonction source peut encore se mettre sous la forme suivante en introduisant le coefficient d'Einstein B_{ij}

$$\boxed{\left(\frac{J}{k}\right)_{ji} = \frac{c}{4\pi} \frac{n_j}{n_i} \frac{A_{ji}}{B_{ij}}} \qquad j > i \qquad (5\text{-}13)$$

Elle est indépendante de la fréquence. Cette seconde hypothèse semble justifiée par les calculs de Hearn, cités précédemment.

d) Intégrations de l'équation 5-3.

Nous devons faire une troisième hypothèse : Le rapport $\frac{n_j}{n_i}$ est indépendant de la position dans le plasma.

L'expression 5-3 donne immédiatement

$$I_\nu = I_{o\nu}\, e^{-\tau\nu} + \frac{J}{k}\,(1 - e^{-\tau\nu}) \tag{5-14}$$

Deux cas peuvent se présenter :

d-1. $J = 0$

Seule existe une source extérieure d'intensité

$$I_\nu = I_{o\nu}\, e^{-\tau\nu}$$

si en outre :

$$I_{o\nu} = I_o\, e^{-y^2} \qquad \tau_\nu = \tau_l\, e^{-y^2}$$

$\tau_l = k_o l$ est la profondeur optique au centre de la raie pour une épaisseur l.

Nous aurons :

$$I_\nu = I_o\, e^{-y^2}\, e^{-\tau_l\, e^{-y^2}}$$

L'intensité totale émergente $I = \int I_\nu\, d\nu$ s'écrit alors :

$$I = I_o \frac{\Delta\nu}{2\,(\mathrm{Log}_e\, 2)^{1/2}} \int e^{-y^2}\, e^{-\tau_l\, e^{-y^2}}\, dy \tag{5-15}$$

On peut définir un ceofficient moyen de transmission par la relation suivante :

$$T(\tau_l) = \frac{I}{\int I_{o\nu}\, d\nu} \tag{5-16}$$

$$T(\tau_l) = \frac{I}{I_o} \frac{2\,(\mathrm{Log}_e 2)^{1/2}}{\Delta\nu\,\pi^{1/2}}$$

Si on substitue à I sa valeur donnée par l'expression 5-15, on obtient en définitive pour ce coefficient :

$$\boxed{T(\tau_l) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-y^2}\, e^{-\tau_l\, e^{-y^2}}\, dy} \tag{5-17}$$

Cette expression est donnée par Holstein [94]. Elle ne représente que la probabilité qu'à une raie de traverser la distance l pour laquelle la profondeur optique est $\tau_l = k_o l$ car, en effet, l'absorption même du rayonnement créé en tous points une fonction J non nulle. Cependant, $T(\tau_l)$ représente le facteur de transmission dans le cas extrême (et irréel) où l'on suppose tous les niveaux excités concentrés sur l'axe du cylindre.

Cette fonction, calculée numériquement pour toute valeur de τ_l est représentée sur la figure 5-1 pour laquelle on se réfère au diamètre D de la colonne de plasma qui, pratiquement, est une constante. La profondeur optique varie alors par les autres paramètres, essentiellement la densité, ce qui naturellement est équivalent. Elle se raccorde correctement à la courbe asymptote donnée par Holstein

$$T(\tau_l) = \frac{1}{\pi^{1/2}\,\tau_l\,(\mathrm{Log}_e\,\tau_l)^{1/2}} \qquad \tau_l >> 1 \tag{5-18}$$

d-2. $I_o = 0$

En fait l'excitation du plasma se fait dans la masse et il n'y a pas de rayonnement d'origine extérieure. L'équation 5-14 se réduit à :

$$I_\nu = \frac{J}{k}\,(1 - e^{-\tau\nu}) \tag{5-19}$$

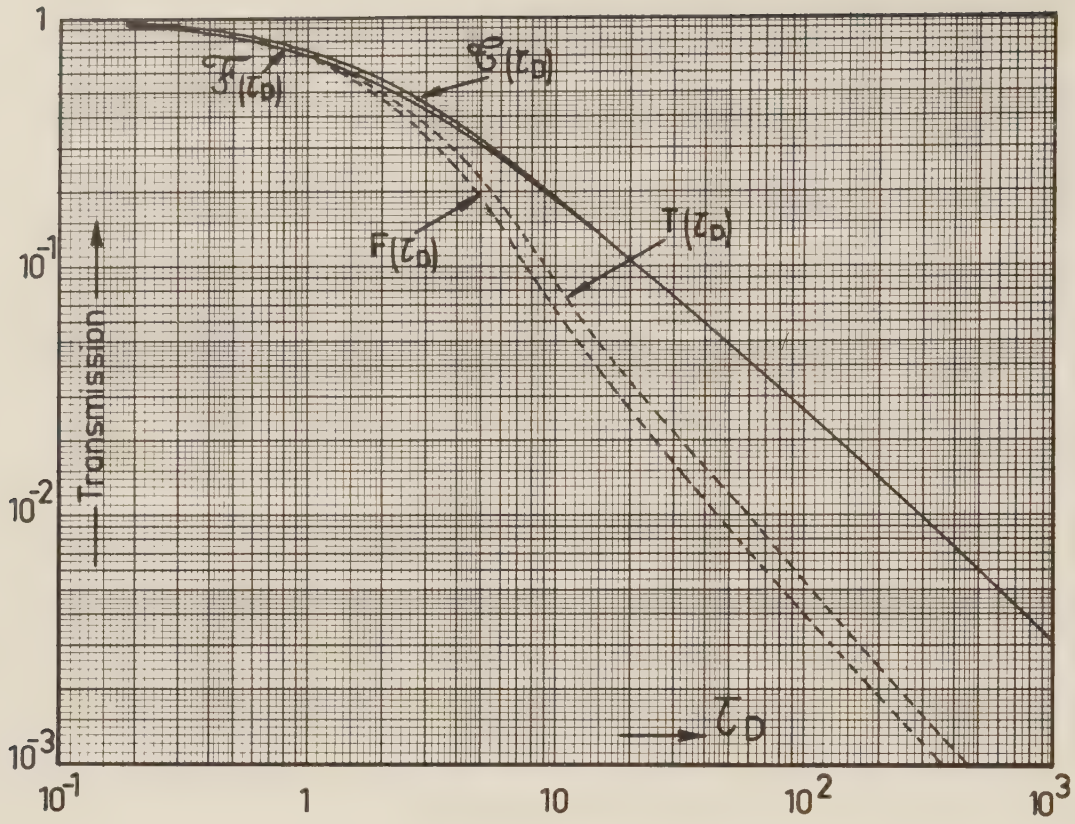


Figure 5-1 -

De sorte que l'intensité totale émergente de la raie est :

$$I = \int I_\nu \, d\nu = \frac{J}{k} \int (1 - e^{-\tau\nu}) \, d\nu$$

soit encore

$$I = \frac{\Delta \nu}{2 \, (\mathrm{Log}_e \, 2)^{1/2}} \frac{J}{k} \int (1 - e^{-\tau_l \, e^{-y^2}}) \, dy \qquad (5\text{-}20)$$

Le coefficient moyen de transmission, sera défini comme le rapport entre l'intensité émergente réelle et l'intensité en l'absence de réabsorption :

$$\mathcal{C}(\tau_l) = \frac{I}{\frac{1}{4\pi} A_{j1} \, h\nu \int_o^l n_j \, dl} \qquad (5\text{-}21)$$

En substituant à I sa valeur donnée par l'équation 5-20 et en utilisant la valeur de k_o (5-7) et de $\frac{J}{k}$ (5-13) on obtient :

$$\mathcal{C}(\tau_l) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \frac{n_j}{k_o \int_o^l n_j \, dl} \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-\tau_l \, e^{-y^2}}) \, dy \qquad (5\text{-}22)$$

avec $\tau_l = k_o l$

Il apparaît que l'on doit faire une hypothèse sur la distribution spatiale du niveau j pour calculer $\int_o^l n_j \, dl$. Naturellement cette distribution dépend de la réabsorption elle-même.

Dans un plasma cylindrique, on peut s'attendre à une répartition avec un maximum central, si bien que si l'on suppose n_j constant le long du rayon on doit se trouver dans un autre cas limite par rapport à celui donné par l'équation 5-17.

Les populations des niveaux excités étant prises constantes dans l'espace, nous aurons

$$\mathcal{C}(\tau_l) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \frac{1}{\tau_l} \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-\tau_l e^{-y^2}})\, dy^{(*)} \qquad (5\text{-}23)$$

Cette fonction a été calculée numériquement, en prenant deux bornes finies pour l'intégrale (−6, + 6), pour toute valeur de τ_l. Elle est représentée sur la figure 5-1. On peut remarquer que pour des transmissions supérieures à 10 % l'écart avec la fonction $T(\tau_l)$ est inférieur à un facteur 2. On peut, sans doute, penser que la distribution réelle est plus proche de la distribution uniforme que de la distribution centrée et que, $\mathcal{C}(\tau_l)$ n'étant probablement pas très éloignée de la réalité, elle est satisfaisante pour des transmissions supérieures à 30 %.

C - COEFFICIENT DE TRANSMISSION MOYEN POUR UN CYLINDRE INFINI -

Les deux coefficients calculés précédemment sont valables sur un axe de longueur l ; il seront donc utilisés pour le calcul de l'intensité d'une raie, la longueur l étant alors l'épaisseur traversée par l'axe de visée du spectrographe.

Le coefficient qui intervient dans le calcul des phénomènes d'ionisation est une moyenne sur toute les distances l possibles dans la géométrie considérée qui sera approximativement remplacée par un cylindre de longueur infinie et de rayon R.

a) Premier cas.

niveau absorbant réparti de façon homogène

niveau émetteur concentré sur l'axe

Soit un volume dv rayonnant dans 4π et soit I_o l'intensité émise par unité de volume et par unité d'angle solide dans une direction (figure 5-2). Désignons par l la distance de l'élément dv à un point quelconque de la surface du plasma. Considérons l'angle solide limité par deux cônes ayant leur sommet commun sur dv et correspondant à deux longueurs l et $l + dl$.

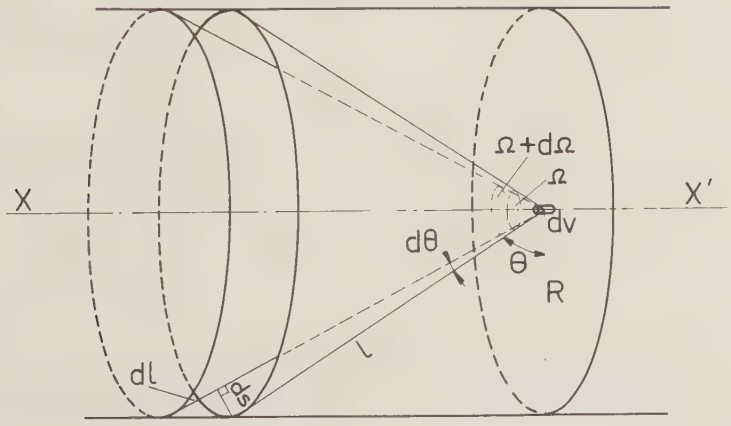


Figure 5-2 -

(*) Une fonction de ce type a été calculée, à l'aide d'un développement en série, par Ladenburg dès 1930 [100].

Soit $d\Omega$ cet angle. L'énergie, $dE_{dv,\theta}$ atteignant la surface du plasma et située dans l'angle $d\Omega$ est :

$$dE_{dv,\theta} = I_o \, d\Omega \, dv \, T(\tau_l) \tag{5-24}$$

dans laquelle $T(\tau_l)$ est donné par la formule 5-17. En outre :

$$d\Omega = \frac{2\pi R}{l^2} \, ds$$

$$\frac{dl}{ds} = tg\,\theta$$

$$tg\theta = \frac{l}{R}\left(1 - \frac{R^2}{l^2}\right)^{1/2}$$

d'où

$$d\Omega = 2\pi \frac{R^2}{l^2} \frac{1}{(l^2 - R^2)^{1/2}} \, dl$$

L'expression 5-24 devient :

$$dE_{dv,l} = I_o \, T(\tau_l) \, 2\pi \frac{R^2}{l^2} (l^2 - R^2)^{-1/2} dv \, dl$$

$$dE_{dv} = 2 \cdot 2 \, \pi I_o \, dv \int_R^\infty T(\tau_l) \frac{R^2}{l^2} (l^2 - R^2)^{-1/2} \, dl$$

$$E_v = 4\pi I_o \, V \int_R^\infty T(\tau_l) \frac{R^2}{l^2} (l^2 - R^2)^{-1/2} \, dl \tag{5-25}$$

où V est le volume du cylindre émetteur.

Le coefficient de transmission moyen $F(\tau_R)$ pour le cylindre de rayon R peut être défini par la relation

$$F(\tau_R) = \frac{E_v}{4\pi I_o V}$$

De sorte que l'on a en définitive

$$F(\tau_R) = \int_R^\infty T(\tau_l) \frac{R^2}{l^2} (l^2 - R^2)^{-1/2} \, dl \tag{5-26}$$

soit, en explicitant $T(\tau_l)$

$$\boxed{F(\tau_R) = \pi^{-1/2} \int_R^\infty {}_l \int_y^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-y^2} e^{-\tau_l e^{-y^2}} \frac{R^2}{l^2} (l^2 - R^2)^{-1/2} \, dl \, dy} \tag{5-27}$$

Ce coefficient représente la probabilité qu'a un photon émis sur l'axe, d'atteindre la paroi. Il n'est pas utilisé dans le présent travail et n'a fait l'objet d'aucun calcul. Cependant, à titre de comparaison, nous avons porté sur la figure 5-1 ce même coefficient obtenu par Phelps [95] d'une manière différente. Naturellement $F(\tau_R)$ est plus petit que $T(\tau_R)$ puisque R est la plus petite distance à traverser.

b) Deuxième cas.

Emission lumineuse dans la masse

Considérons un volume dv situé autour d'un point A quelconque du cylindre de rayon R. Ce point est à la distance l d'un élément de surface ds quelconque du cylindre. Si I_o est l'intensité émise par l'élément dv dans une direction donnée, l'énergie traversant la surface ds sera

$$dE_{A,ds} = I_o \, d\Omega \, dv \, T(\tau_l) \tag{5-28}$$

où $d\Omega$ est l'angle solide sous lequel on voit, de A la surface ds. $T(\tau_l)$ est donnée par la formule 5-17

Prenons le système de coordonnées sphériques centré au point B et le plan de section droite correspondant comme plan de référence (figure 5-3).

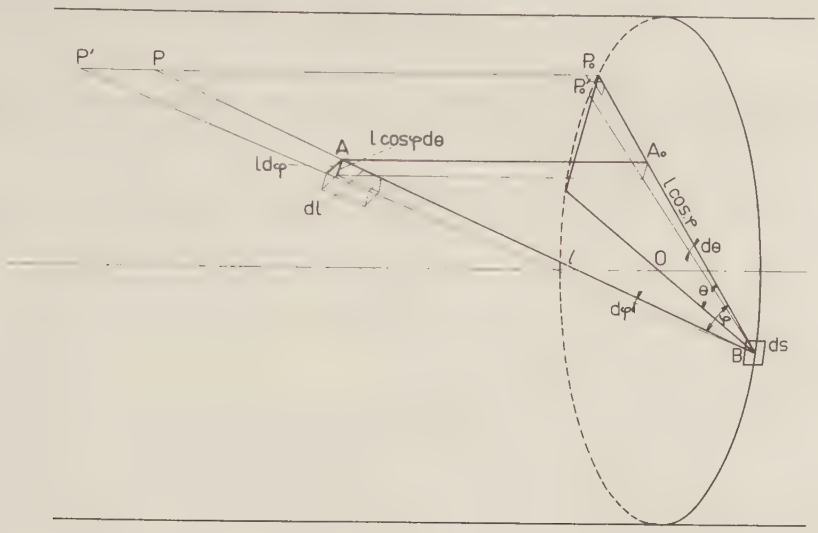


Figure 5-3 -

Les coordonnées du point A sont l , φ et θ. Dans ce système, $d\Omega$ et dv s'exprime par les deux relations suivantes :

$$d\Omega = \frac{ds}{l^2} \cos(\overrightarrow{BA}, \overrightarrow{BO}) = \frac{ds}{l^2} \cos\theta \cos\varphi \tag{5-29}$$

$$dv = l^2 \cos\varphi \, dl \, d\varphi \, d\theta \tag{5-30}$$

l'équation 5-28 s'écrit alors

$$dE_{A,ds} = I_o ds \; T(\tau_l) \cos\theta \cos^2\varphi \, dl \, d\varphi \, d\theta \tag{5-31}$$

Pour obtenir l'énergie E_{ds} envoyée par tout le cylindre sur ds nous devons intégrer pour les trois variables. Intégrons d'abord sur l qui varie de 0 à L.

L étant égale à $D \frac{\cos\theta}{\cos\varphi}$

$$dE_{ds,L} = I_o \, ds \cos\theta \cos^2\varphi \, d\theta \, d\varphi \int_o^L T(\tau_l) \, dl \tag{5-32}$$

et faisons apparaître le coefficient de transmission moyen sur une droite de longueur L, $\mathcal{T}(\tau_L)$. Nous avons

$$\mathcal{T}(\tau_L) = \frac{1}{L} \int_o^L T(\tau_l) \, dl \tag{5-33}$$

c'est-à-dire que l'on a pour $dE_{ds,L}$, en remplaçant L par $D \frac{\cos\theta}{\cos\varphi}$

$$dE_{ds,L} = I_o \, D \, ds \cos^2\theta \cos\varphi \, \mathcal{T}(\tau_L) \, d\varphi \, d\theta \tag{5-34}$$

soit

$$E_{ds} = 4\, I_o D\, ds \int_o^{\pi/2}\int_o^{\pi/2} \mathcal{C}(\tau_L) \cos^2\theta \cos\varphi\, d\theta\, d\varphi \qquad (5\text{-}35)$$

Définissons un coefficient de transmission moyen $\mathcal{F}(\tau_o)$ pour le cylindre de diamètre D par la relation :

$$\mathcal{F}(\tau_D) = \frac{E}{4\pi I_o V} = \frac{E}{\pi^2 D^2 I_o} \qquad (5\text{-}36)$$

où V est le volume par unité de longueur et E l'énergie émergente à travers une surface cylindrique de diamètre D et de longueur unité c'est-à-dire que

$$E = E_{ds} \frac{\pi D}{ds}$$

D'où

$$\mathcal{F}(\tau_D) = \frac{E_{ds}}{\pi D I_o\, ds} \qquad (5\text{-}37)$$

soit en remplaçant E_{ds} par sa valeur donnée par 5-35

$$\boxed{\mathcal{F}(\tau_D) = \frac{4}{\pi}\int_o^{\pi/2}\int_o^{\pi/2} \mathcal{C}(\tau_L) \cos^2\theta \cos\varphi\, d\theta\, d\varphi} \qquad (5\text{-}38)$$

avec les deux relations supplémentaires :

$$\mathcal{C}(\tau_L) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \frac{1}{\tau_L} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - e^{-\tau_L e^{-y^2}}\right) dy$$

$$L = D \frac{\cos\theta}{\cos\varphi}$$

Eliminant L, le système à résoudre est le suivant :

$$\left.\begin{aligned} \mathcal{F}(\tau_D) &= \frac{4}{\pi^{3/2}} \frac{1}{\tau_D} \int_o^{\pi/2}\int_o^{\pi/2} \cos\theta \cos^2\varphi\, f(\theta,\varphi)\, d\theta\, d\varphi \\ f(\theta,\varphi) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - e^{-\tau_D \frac{\cos\theta}{\cos\varphi} e^{-y^2}}\right) dy \end{aligned}\right\} \qquad (5\text{-}39)$$

Les intégrations numériques ont été faites de 0,1° à 89°5 pour θ de 0,2° à 85° pour φ, de − 6 à + 6 pour y

$\mathcal{F}(\tau_D)$ a été calculé pour $10^{-2} \leqslant \tau_D \leqslant 10^3$

La fonction $\mathcal{F}(\tau_D)$ est représentée sur la figure 5-1. Elle dépend de la densité en atomes réabsorbants $\left(\tau_D = k_o D = 2{,}5 \cdot 10^{-2} \frac{\pi_i f_{ij}}{\Delta\nu_{ij}} D\right)$. Cette densité dépend du temps dans un phénomène transitoire. En définitive $\mathcal{F}$ sera également une fonction du temps.

Si l'on compare les deux fonctions $\mathcal{C}(\tau_D)$ et $\mathcal{F}(\tau_D)$ on remarque qu'elles sont pratiquement confondues pour des profondeurs optiques supérieures à 10 et que l'écart reste très faible en dessous de $\tau_D = 10$. Ce résultat est extrêmement favorable car il va permettre d'utiliser dans les calculs $\mathcal{C}(\tau_D)$ au lieu de $\mathcal{F}(\tau_D)$ ce qui les simplifiera considérablement.

c) Remarque sur l'isotropie de la lumière observée suivant un axe d'orientation variable.

Si on observe le plasma à l'aide d'un spectrographe peu ouvert aligné suivant une droite coupant l'axe du cylindre en faisant un angle variable avec lui la longueur de plasma traversé, l, augmente quand l'angle diminue. Deux cas se présentent correspondant aux deux coefficients $T(\tau_l)$ et $\mathcal{C}(\tau_l)$ calculés plus haut.

1/ Lorsque l'émission est concentrée sur l'axe du cylindre, elle est isotrope au niveau de cet axe. La fonction de transmission utilisable dans ce cas, $T(\tau_l)$ décroît un peu plus vite que $1/l$ (voir figure 5-1). Le rayonnement observé pour une raie donnée est fortement anisotrope. Il est maximal pour l'observation normale à l'axe du cylindre.

2/ Lorsque l'émission est répartie dans le cylindre l'expression (4-8) nous montre que l'intensité observée varie comme le produit $l \cdot \mathfrak{E}(\tau_l)$.

Or $\mathfrak{E}(\tau_l)$ varie pratiquement comme $1/l$ pour $\tau_l > 10$ (figure 5-1). Le rayonnement est isotrope. Ceci se produit pour les raies les plus réabsorbées telles que la raie de Lyman α.

Pour $\tau_l < 10$, $\mathfrak{E}(\tau_l)$ décroît beaucoup moins vite que $1/l$ quand l croît et l'anisotropie réapparaît mais, cette fois, avec un minimum d'émission pour l'observation normale à l'axe du cylindre. On peut s'attendre à un tel résultat pour les raies non résonnantes, par exemple pour la raie de Balmer α.

Un test expérimental ne nécessite que des mesures relatives. Malheureusement les dimensions et la disposition des fenêtres interdisaient ce type de mesure.

VI - MODÈLES THÉORIQUES DÉCRIVANT LA PÉRIODE D'IONISATION

La construction d'un modèle, consiste à écrire un groupe d'équations contenant un certain nombre de fonctions inconnues d'une variable, le temps. Ces fonctions décrivent l'état d'ionisation et d'excitation du gaz introduit dans la chambre à décharge. Les intensités des raies sont parmi ces fonctions. Ce sont elles que l'on mesurera expérimentalement et qui permettront de vérifier, dans une certaine mesure, le modèle.

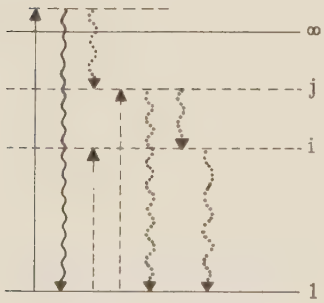
En outre des méthodes de mesures de la température électronique peuvent s'en déduire [17-20].

Le premier modèle utilisé est le modèle dit simplifié (modèle S). Il permet d'obtenir simultanément le degré de préionisation et la température électronique au début de la décharge. Les imperfections du modèle font que ces grandeurs ne sont connues qu'avec peu de précision. En effet, les problèmes liés à la dissociation moléculaire vont modifier assez sensiblement les résultats. Le modèle qui tient compte de ces processus est le "modèle D" [24]. La réabsorption des raies va introduire des modifications en sens inverse. Considérant uniquement l'atome, on obtient le modèle R" [23].

Enfin le "modèle D + R" tient compte de ces deux processus [25]. Les tentatives de vérifications expérimentales porteront essentiellement sur ce dernier.

A - LE MODELE SIMPLIFIE (S) -

On considère l'hydrogène comme entièrement dissocié dès l'instant initial. On néglige la réabsorption. Tout niveau excité par un choc électronique se désexcite spontanément avant tout choc. L'ionisation ne se produit donc qu'a partir du niveau fondamental. Les niveaux excités n'interviennent pas dans les processus d'ionisation.



On considère donc un atome avec un niveau et le continuum. Le coefficient d'ionisation est $S_{1\infty}(T_e)$ (figure 4-14). Le coefficient de recombinaison radiative est $\alpha(T_e)$

Le nombre de recombinaisons par cm³ et par seconde est $\alpha n_{H^+}\ n_e$, le nombre de recombinaisons par cm³ et par seconde est $S n_H n_e$. La compétition de ces deux processus donne :

$$\frac{dn_{H^+}}{dt} = S n_H n_e - \alpha n_{H^+} n_e \qquad (6\text{-}1)$$

avec

$$n_e = n_{H^+}$$

$$n_H = N - n_{H^+}$$

N est la densité, en nombre d'atomes par cm³ à l'origine des phénomènes.

Il est commode de poser :

$$x = \frac{n_{H^+}}{N} = \frac{n_e}{N} \qquad \tau = Nt \qquad (6\text{-}2)$$

de sorte que l'on a :

$$\frac{dx}{d\tau} = Sx\,(1 - x) - \alpha x^2$$

ou en posant

$$\rho = \frac{\alpha}{S}$$

$$\frac{dx}{d\tau} = Sx\,[1 - x\,(1 + \rho)] \qquad (6\text{-}3)$$

La figure 6-1 donne la variation de ρ en fonction de la température électronique. Elle montre que si $kT_e > 2$ eV, $\rho << 1$. Ce sera toujours le cas dans la période de croissance des décharges de T.A. 2000. L'expression 6-3 se réduit

$$\frac{dx}{d\tau} = Sx\,(1 - x) \qquad (6\text{-}4)$$

Pour intégrer nous devons introduire le coefficient de préionisation x_o

$$\int_{x_o}^{x} \frac{dx}{x\,(1 - x)} = \int_{o}^{\tau} S\,d\tau$$

$$\mathrm{Log}_e \frac{x}{x_o} \cdot \frac{1 - x_o}{1 - x} = \int_{o}^{\tau} S\,d\tau$$

si $x_o << 1$ on obtient

$$x = \frac{1}{1 + \frac{1}{x_o} e^{-\int S d\tau}} \qquad (6\text{-}5)$$

Le taux de production d'un niveau excité

$$\frac{dn_H^*}{dt} = Q_{1j}\, n_H\, n_e$$

permet de calculer l'intensité d'une raie $j \longrightarrow i$; si on néglige les cascades, on aura :

$$\frac{dn_H^*}{dt} = \sum^{j-1} A_{ji}\, n_H^*$$

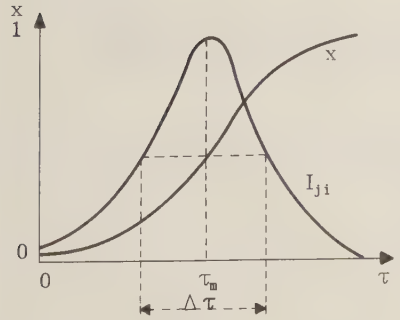
$$I_{ji} = A_{ji}\, n_H^*\, h\nu$$

D'où

$$I_{ji} = \frac{A_{ji}}{\sum_{1}^{j-1} A_{ji}} Q_{1j}\, n_H\, n_e\, h\nu$$

C'est-à-dire que l'intensité I_{ji}, est proportionnelle au produit $Q_{1j}\, n_H\, n_e$ c'est-à-dire que l'on a

$$I_{ji} \sim Q_{1j}\, x(1 - x) \qquad (6\text{-}6)$$



L'intensité relative de la raie j – i renseigne donc sur l'état d'ionisation du plasma. Q_{1j} est donné par la figure 4-10.

Cette intensité passe par un maximum (pour $x = 0{,}5$ si $Q_{1j} = Cte$) à un temps réduit τ_m

Le pic d'émission de la raie a une certaine largeur temporelle réduite $\Delta\tau$. τ_m et $\Delta\tau$ sont données par l'expérience. Ces deux grandeurs peuvent donner la température électronique T_e et le coefficient de préionisation x_o.

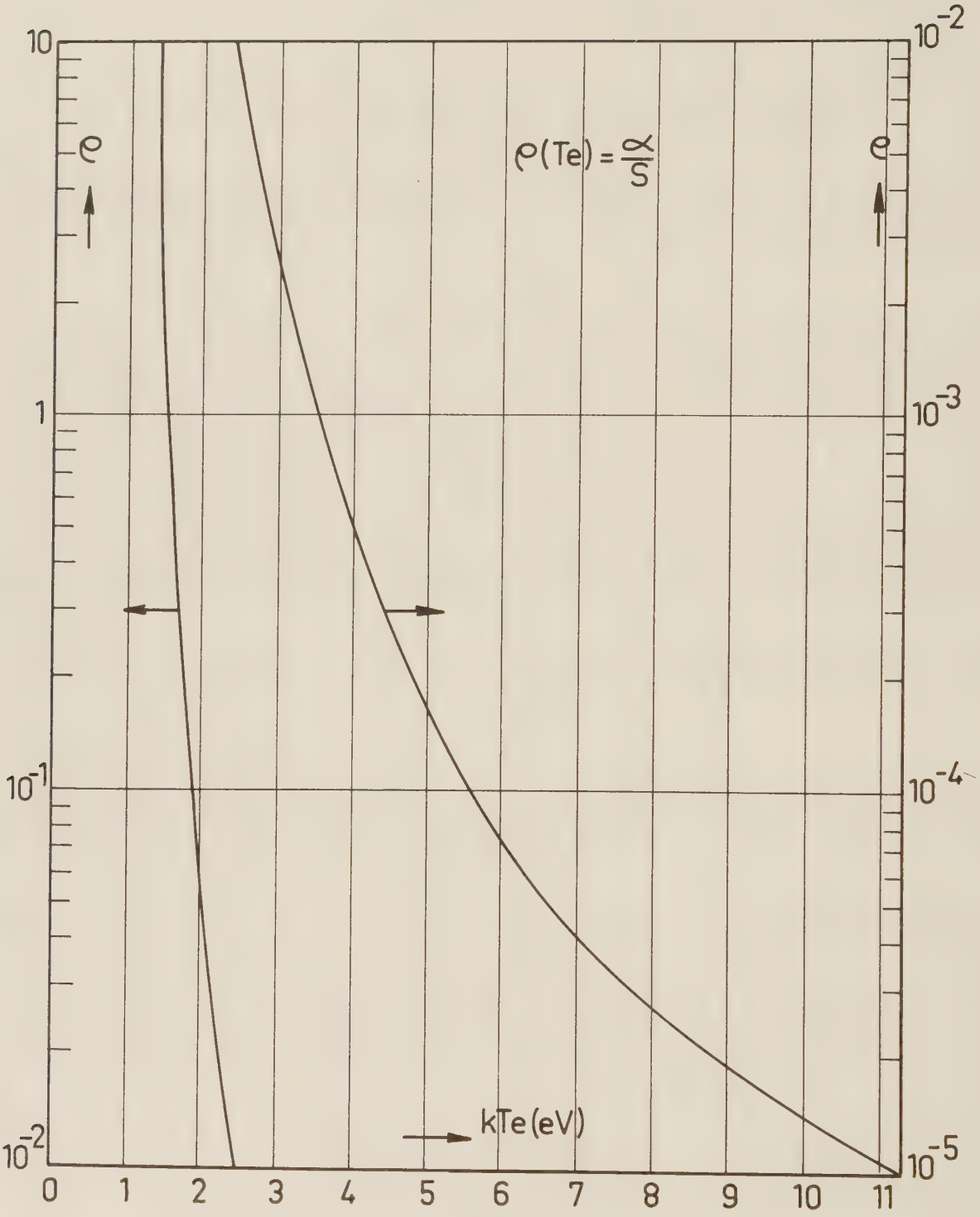


Figure 6-1 - Variation avec la température électronique du rapport $\rho = \frac{\alpha}{S}$ du coefficient de recombinaison radiative α, au coefficient d'ionisation par chocs d'électrons, S.

a) La température, T_e, est supposée constante.

Les équations 6-5 et 6-6 se réduisent à :

$$x = \frac{1}{1 + \frac{1}{x_o} e^{-S\tau}} \tag{6-7}$$

$$I_{ji} \sim x\,(1 - x)$$

D'où l'on déduit immédiatement :

$$\boxed{\tau_m = S^{-1} \operatorname{Log}_e \frac{1}{x_o}} \tag{6-8}$$

La figure 6-2 donne la fonction $T_e\,(\tau_m, x_o)$ déduite directement de cette expression et des courbes de la figure 4-14 donnant $S_{1\infty}(T_e)$

L'équation 6-7 peut encore se mettre sous la forme :

$$\tau = S^{-1} \operatorname{Log} \frac{1}{x_o} \frac{x}{1 - x} \tag{6-9}$$

Désignons par τ_1 et τ_2 les deux temps réduits pour lesquels l'intensité est égale à la moitié de l'intensité maximum. Par définition $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$ et l'on obtient :

$$\Delta\tau = S^{-1} \operatorname{Log}_e \frac{x_2}{x_1} \frac{(1 - x_1)}{(1 - x_2)} \tag{6-10}$$

où x_1 et x_2 sont les valeurs de x aux temps réduits τ_1 et τ_2. D'autre part

$$\frac{I_1}{I_m} = \frac{I_2}{I_m} = \frac{x_1(1 - x_1)}{0,25} = \frac{1}{2}$$

soit

$$x_{1,2} = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{4} \sqrt{2}$$

Les deux racines correspondant, bien sûr, à x_1 et x_2.

Ces deux valeurs portées dans l'équation 6-10 donnent en définitive.

$$\boxed{\Delta\tau = 3,52\ S^{-1}} \tag{6-11}$$

$\Delta\tau$ est une fonction de la température électronique seule. Elle est représentée sur la figure 6-3 .

Nous pouvons également éliminer S entre les équations 6-8 et 6-11 et obtenir x_o indépendamment de la température

$$\boxed{x = e^{-3,52 \frac{T_m}{\Delta T}}} \tag{6-12}$$

L'hypothèse de la température constante permet donc de déterminer aussi bien T_e que x_o à partir de la mesure de deux temps sur un oscillogramme donnant l'intensité relative en fonction du temps d'une raie.

Si une mesure indépendante de x_o n'est pas en accord avec la valeur déterminée en utilisant la formule 6-12, la température n'est pas constante.

Nous allons montrer que, même dans ce cas on peut déterminer la température au temps réduit τ_m et, si l'on connaît x_o, la température au temps $\tau_m/2$

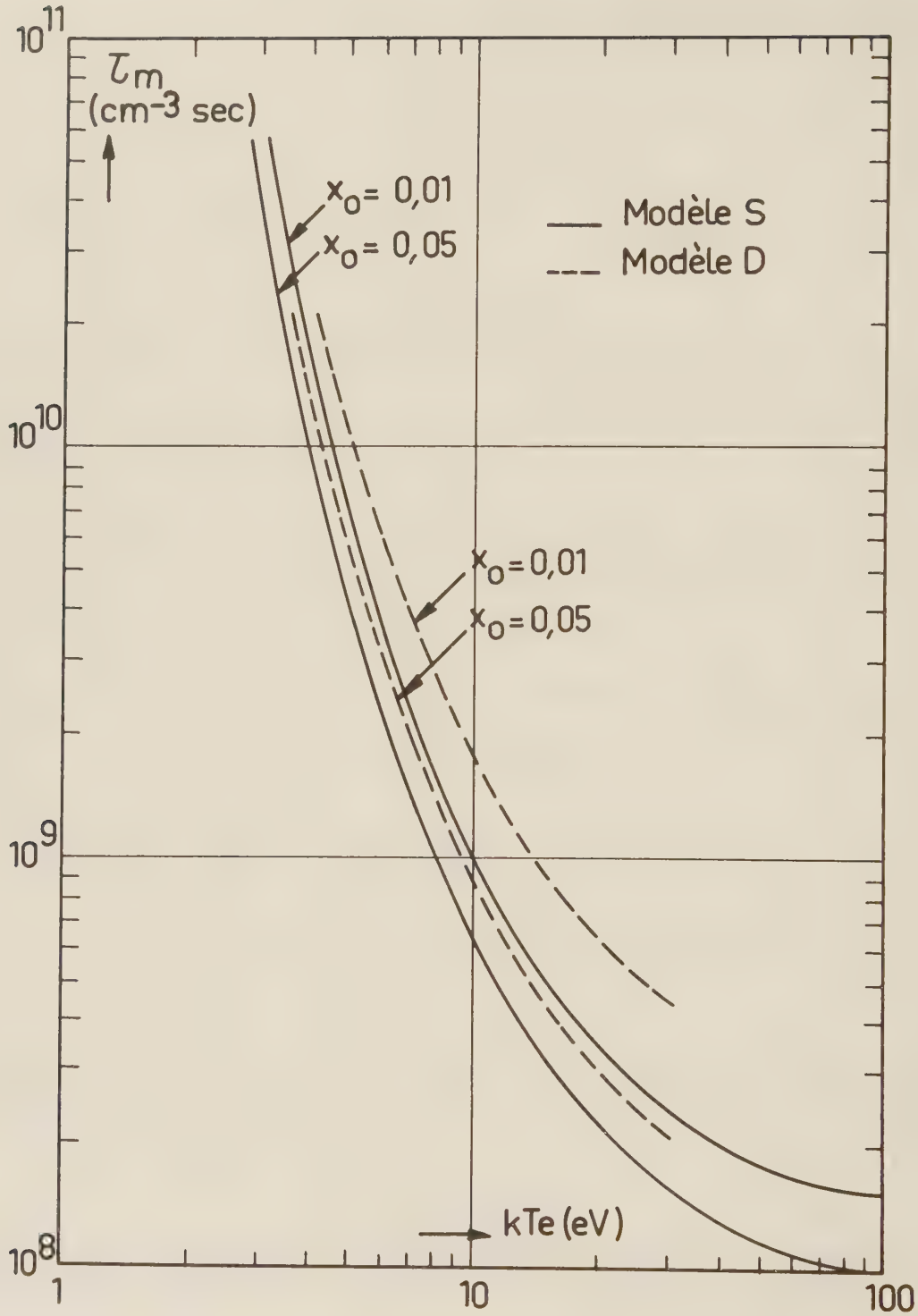


Figure 6-2 - Temps réduit, $\tau_m = Nt$, de passage par son maximum de l'intensité de la raie H_β pour deux valeurs du coefficient de préionisation x_o.

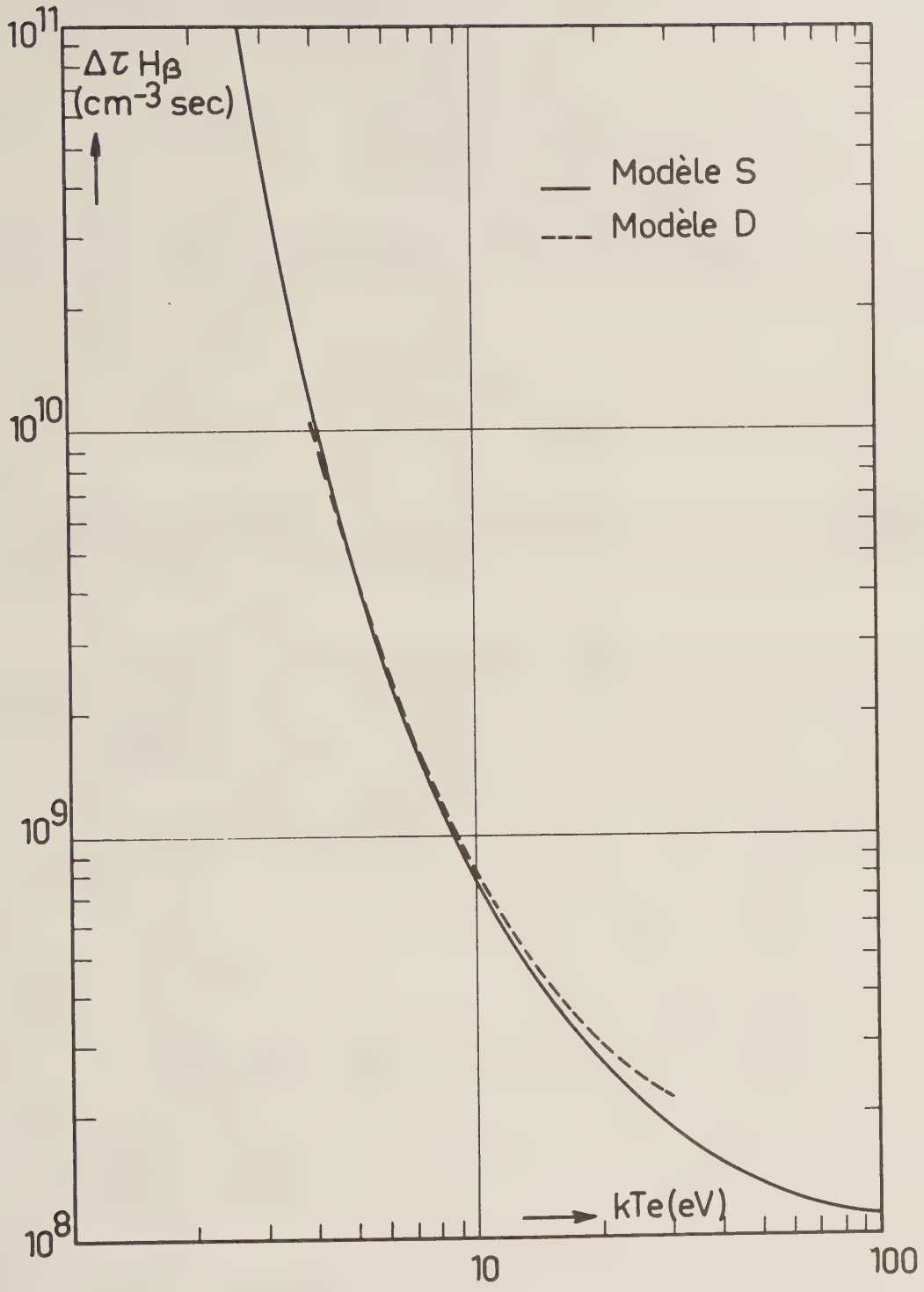


Figure 6-3 - Largeur temporelle réduite, $\Delta\tau = N\Delta t$ du pic d'émission de la raie H_β.

b) La température est supposée croissante.

Nous reprenons les équations 6-5 et 6-6.

$$x = \frac{1}{1 + \frac{1}{x_o} e^{-\int S d\tau}}$$

$$I_{ji} = Q_{ij}\, x\, (1 - x)$$

Soit une croissance linéaire de S en fonction du temps :

$$S = at + S_o$$

Le résultat final ne pouvant être mis sous une forme indépendante de N nous reviendrons au temps réel t :

$$x = \frac{1}{1 + \frac{1}{x_o} e^{-Nt\left(\frac{a}{2}t + S_o\right)}} \qquad (6\text{-}13)$$

Prenons comme exemple la fonction :

$$S = 2{,}2 \,.\, 10^{-4}\, t + 7 \,.\, 10^{-10}$$

qui correspond à la variation de température quasi linéaire de la figure 6-4. Sur cette même figure, on a tracé les fonctions x(t) et I_{ji} (t) en prenant $N = 10^{14}$ et $x_o = 0{,}05$. La raie considérée est H_β c'est-à-dire qu'on a pris, pour le calcul de I le coefficient Q_{14} (figure 4-10).

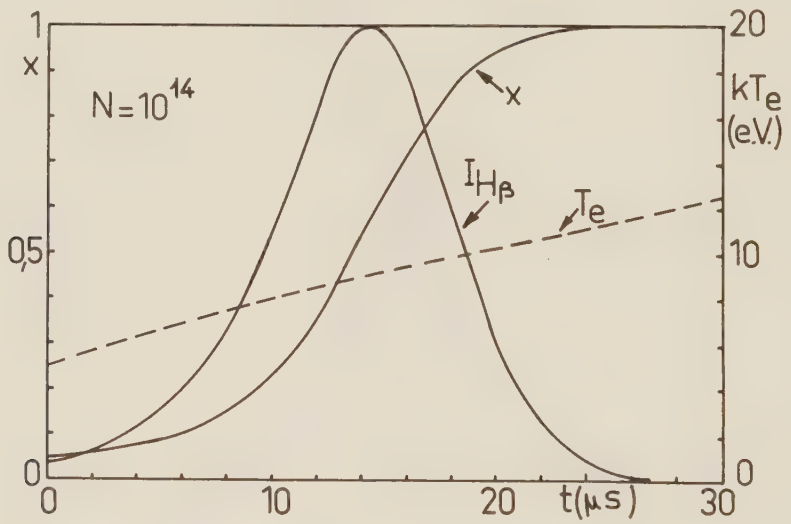


Figure 6-4 - Evolution de la densité électronique relative x, de la température T_e et de l'intensité relative de la raie H_β (modèle simplifié).

Considérons maintenant l'évolution de la raie H_β comme une donnée expérimentale et supposons que l'on ait mesuré par ailleurs le coefficient $x_o = 0{,}05$.

- La largeur temporelle, Δt, de H_β vaut 9 μs c'est-à-dire que $\Delta\tau = 9 \,.\, 10^{-6} \times 10^{14} = 9 \,.\, 10^{8}$. La figure 6-3 donne la température correspondante $kT_e = 9$ eV. C'est la température au temps t_m.

- Le rapport $\tau_m/\Delta\tau$ vaut 1,58 ce qui correspond d'après l'expression 6-12 à $x_o = 3{,}7 \,.\, 10^{-3}$ au lieu de $5 \,.\, 10^{-2}$. La température n'est donc pas constante.

Le passage par le maximum de la raie a lieu au temps $t_m = 14{,}2$ μs ($\tau_m = 1{,}42 \,.\, 10^{9}$). La figure 6-2 donne pour cette valeur et $x_o = 0{,}05$, $kT_e = 7$ eV. C'est la température au temps $t_m/2$.

c) Exemple d'application.

Soit une décharge de T.A. 2000 pour laquelle la densité initiale est $N = 1,5 \cdot 10^{14}$ cm^{-3}. L'oscillogramme de la raie H_β est donné sur la figure 6-5. Sur cette photo, deux décharges sont superposées et on a ainsi une idée de la reproductibilité. La moyenne de ces deux courbes est reportée sur les figures 6-5 b et c.

Deux grandeurs sont à notre disposition

$$t_m = 9,6\ \mu s \qquad \Delta t = 16,4\ \mu s$$

$$\tau = 1,4 \cdot 10^9 \qquad \Delta\tau = 2,46 \cdot 10^9\ \text{cm}^{-3}\,\text{sec}$$

La température déduite de $\Delta\tau$ correspond à $kT_e = 7,5$ eV au temps $t_m = 16,4\ \mu s$. Si la température est considérée comme constante le rapport $\tau_m/\Delta\tau$ qui vaut 1,72 donne $x_o = 2,4 \cdot 10^{-3}$. On obtient alors l'évolution des fonctions $x(t)$ et $I_{H\beta}(t)$ représentée sur la figure 6-5 b.

En fait, comme l'ont montré les mesures en hyperfréquences, la valeur de x_o est sensiblement plus grande et voisine de $x_o = 0,05$. Si nous adoptons cette valeur le calcul de la température au temps $t_m/2$ donne $kT_e = 5,8$ eV.

Utilisant ces deux valeurs de la température pour établir une fonction $S(t)$ linéaire, nous obtenons la courbe de température quasi linéaire de la figure 6-5c qui donne une valeur initiale $kT_e = 3$ eV .

Les fonctions $x(t)$ et $I_{H\beta}(t)$ calculées avec ces nouvelles données sont également reportées sur cette figure.

On peut remarquer que, dans l'un et l'autre cas la coïncidence des courbes calculées et mesurées est assez bonne. La forme du profil ne permet donc pas de discerner la meilleure courbe de température à adopter.

B - ROLE DE LA DISSOCIATION MOLECULAIRE -

La première objection que l'on peut faire au modèle d'ionisation simplifié est qu'il considère l'hydrogène comme entièrement dissocié au moment de l'amorçage de la décharge principale.

Durant la prédécharge, il s'établit un état stationnaire correspondant à un certain degré de dissociation et d'ionisation. Le degré d'ionisation est inférieur à 0,1, la température est inférieure à $kT_e = 3$ eV au moment de l'amorçage de la décharge principale. La durée de la prédécharge est de l'ordre de 200 µs. Peut-on dans ces conditions, dissocier notablement les molécules ?

Lorsque la température est plus petite que $kT_e = 3$ eV le processus dominant est la dissociation en deux atomes neutres (voir figure 4-6).

$$H_2 \longrightarrow H + H$$

et nous avons :

$$\frac{dn_{H_2}}{dt} = -Q_1 n_{H_2} n_e$$

Le nombre de molécules décroît exponentiellement avec une constante de temps égale à $\frac{1}{Q_2 n_e}$; n_H croît avec la même constante de temps.

Prenons pour $Q_1(T_e)$ sa valeur à 3 eV et pour n_e celle correspondant à un degré de préionisation de 0,05 soit $n_e = 5 \cdot 10^{12}$ si $N = 10^{14}$ cm^{-3}.

D'où

$$\frac{1}{Q_1 n_e} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ seconde}$$

Cette valeur est grande aussi il est clair que la dissociation doit encore jouer un rôle important durant la période d'ionisation de l'hydrogène dans la décharge principale.

Parmi les processus primaires, la figure 4-6 montre que seules sont à conserver les réactions ① et ②. Pour les processus secondaires la réaction ⑥ sera négligeable (figure 4-7).

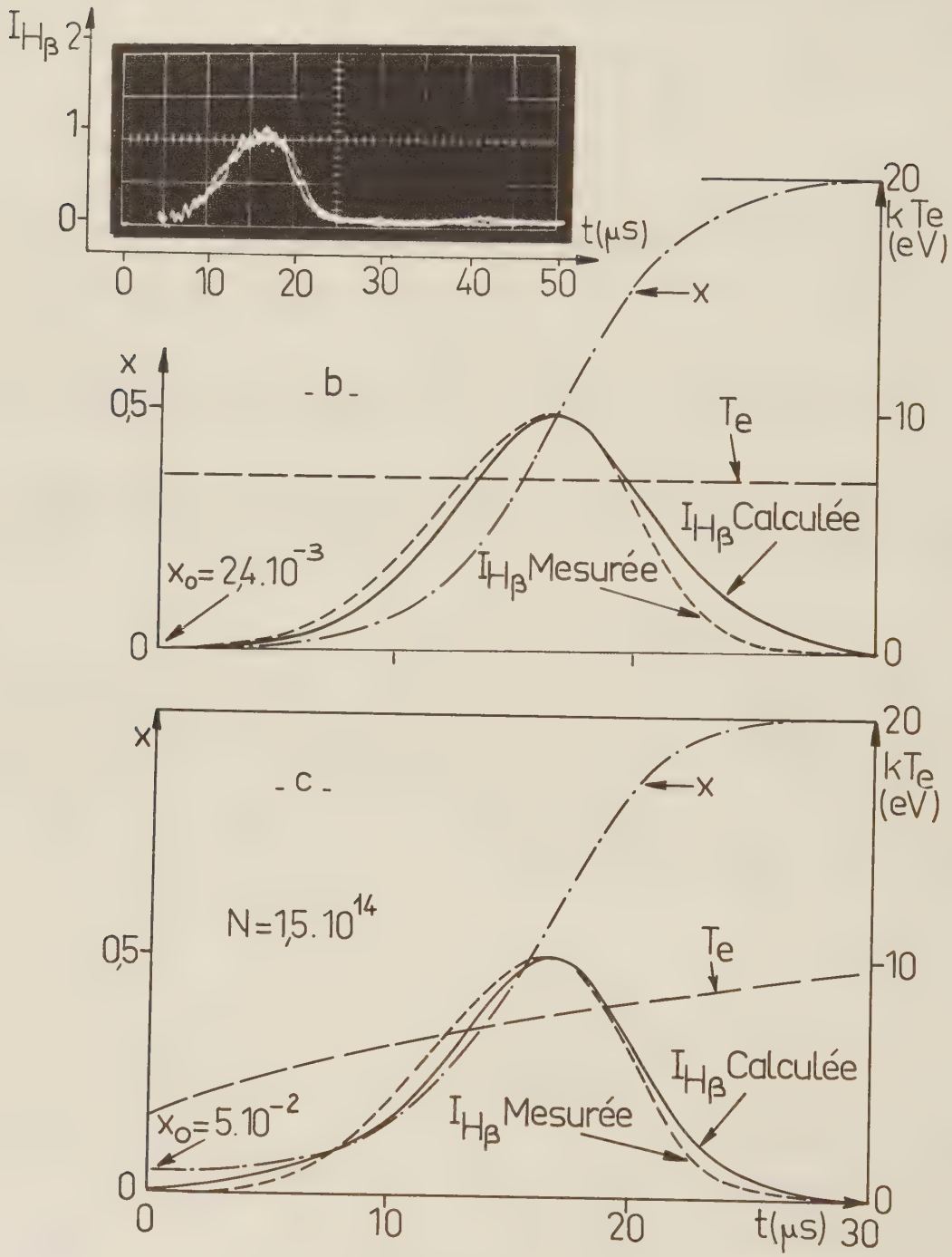


Figure 6-5 - Interprétation à l'aide du modèle simplifié d'un oscillogramme de la raie H_β.

a) Les processus.

Les réactions qui vont intervenir sont les suivantes :

$$H_2(^1\Sigma_g) + e \longrightarrow \begin{cases} H_2(^3\Sigma_u) + e \longrightarrow 2H \\ H_2(^3\Sigma_g) + e \longrightarrow H_2(^3\Sigma_u) \longrightarrow 2H \end{cases} \quad ①$$

$$H_2(^1\Sigma_g) + e \longrightarrow H_2^+(^2\Sigma_g) + 2e \quad ②$$

Ce sont les deux seules réactions primaires dont aucune ne conduit au proton. Les particules résultantes H et H_2^+ vont subir, à leur tour, les réactions suivantes

$$H_2^+(^2\Sigma_g) + e \longrightarrow H_2^+ \text{ (tous niveaux instables)} + e \quad ⑤$$

$$H_2^+(^2\Sigma_g) + e \longrightarrow H_2 \text{ (niveaux instables)} \quad ⑦$$

$$H_2^+ + H_2 \longrightarrow H_3^+ + H \quad ⑧$$

$$H + e \longrightarrow H^+ + 2e \quad ⑨$$

Les produits finaux de réactions sont donc les protons et les électrons, excepté l'ion H_3^+ pour lequel aucun processus de destruction n'est prévu. En fait nous verrons que son rôle reste modeste et que ceci n'a que peu d'importance.

Comme il a été vu lors de l'étude de ces diverses réactions, protons et atomes sont émis avec des énergies cinétiques non négligeables. Si on peut penser que les protons restent dans le volume réactionnel, capturés par le champ magnétique, il n'en est plus de même des atomes neutres qui sont éjectés de la molécule avec une énergie de l'ordre de 2 eV, soit avec une vitesse de $2 \cdot 10^6$ cm/sec. Le temps moyen pour aller aux parois est de l'ordre de 5 µs. Si l'on suppose une densité électronique de 10^{13} à l'instant d'émission et une température kT_e de 5 eV l'atome a une probabilité de subir un choc ionisant qui vaut $3 \cdot 10^{-2}$. Il a donc toute chance d'atteindre la paroi. Rien n'est connu sur son comportement lors d'un choc à cette énergie sur une paroi. Si l'atome restait collé, on aurait alors un véritable pompage de l'hydrogène ; on verra en effet qu'au moins 50 % des molécules subissent la réaction ①.

Comme il ne semble pas que ce soit le cas nous devons donc admettre qu'il y a réflexion probablement avec perte d'énergie. Il peut alors y avoir reformation de la molécule, tout au moins dans une certaine proportion. Ce problème est également très mal connu et semble en tout cas dépendre d'une façon considérable de corps étrangers servant de catalyseur [101, 102]. Ceci devrait se traduire par une accumulation de molécules au voisinages de la paroi et diffusant à la vitesse thermique vers le centre. Une telle hypothèse va dans le sens des analyses radiales d'intensité des raies moléculaires qui montrent une remontée d'intensité vers les parois du tore, comme nous le verrons plus loin. Ces remarques sont qualitatives et il est difficile d'en tenir compte dans les équations d'ionisation. Aussi, l'étude analytique du rôle de la dissociation sera-t-elle faite en supposant que les produits des diverses réactions restent dans le volume réactionnel (ou y reviennent sous la même forme après réflexion sur la paroi).

b) Système d'équations.

A chacune des réactions écrites plus haut est associé un coefficient de réaction tel qu'il a été défini au chapitre IV. Ces coefficients, fonction de la température électronique, sont donnés par les figures 4-6 et 4-7.

Le taux de variation de chaque espèce est égal au nombre de réactions par seconde produisant la particule moins le nombre de réactions par seconde la détruisant. n désignant la densité, en nombre de particules par cm^3, de l'espèce indiquée en indice nous arons le système d'équations suivant :

$$\frac{dn_{H_2}}{dt} = - n_e n_{H_2} (Q_1 + Q_2) - n_{H_2} n_{H_2^+} Q_9$$

$$\frac{dn_H}{dt} = n_e [2n_{H_2} Q_1 + n_{H_2^+} (Q_5 + 2Q_7) - n_H Q_9] + n_{H_2} n_{H_2^+} Q_8$$

$$\frac{dn_{H_3^+}}{dt} = n_{H_2} n_{H_2^+} Q_8$$

$$\frac{dn_{H_2^+}}{dt} = n_e [n_{H_2} Q_2 - n_{H_2^+} (Q_5 + Q_7)] - n_{H_2} n_{H_2^+} Q_8 \qquad (6\text{-}14)$$

$$\frac{dn_{H^+}}{dt} = n_e (n_{H_2^+} Q_5 + n_H Q_9)$$

$$n_e = n_{H^+} + n_{H_2^+} + n_{H_3^+}$$

Comme pour le modèle simplifié, il est commode de prendre des densités réduites en utilisant comme unité la densité initiale en atomes d'hydrogène N (ces atomes sont naturellement sous forme moléculaires au début des phénomènes).

$$\frac{n_{H2}}{N} = v \qquad \frac{n_H}{N} = u \qquad \frac{n_{H_3^+}}{N} = w$$

$$\frac{n_e}{N} = x \qquad \frac{n_{H_2^+}}{N} = y \qquad \frac{n_{H^+}}{N} = z$$

De même pour le temps

$$\tau = Nt$$

Le système ci-dessus s'écrit alors :

$$\frac{dv}{d\tau} = - x [v (Q_1 + Q_2)] - vy Q_8$$

$$\frac{du}{d\tau} = x [2v Q_1 + y (Q_5 + 2Q_7) - uQ_9] + vy Q_8$$

$$\frac{dw}{d\tau} = vy Q_8 \qquad (6\text{-}15)$$

$$\frac{dy}{d\tau} = x [vQ_2 - y (Q_5 + Q_7)] - vy Q_8$$

$$\frac{dz}{d\tau} = x [yQ_5 + u Q_9]$$

$$x = z + y + w$$

Ce système a été résolu numériquement en considérant la température constante. Les coefficients Q sont également constants.

La figure 6-6a donne la solution pour les conditions suivantes: $kT_e = 8$ eV, $x_o = 0,01$.

L'intensité d'une raie moléculaire est proportionnelle au produit $n_{H_2} n_e$ l'intensité d'une raie atomique au produit $n_H n_e$ soit à xv et xu respectivement.

On peut faire les remarques suivantes.

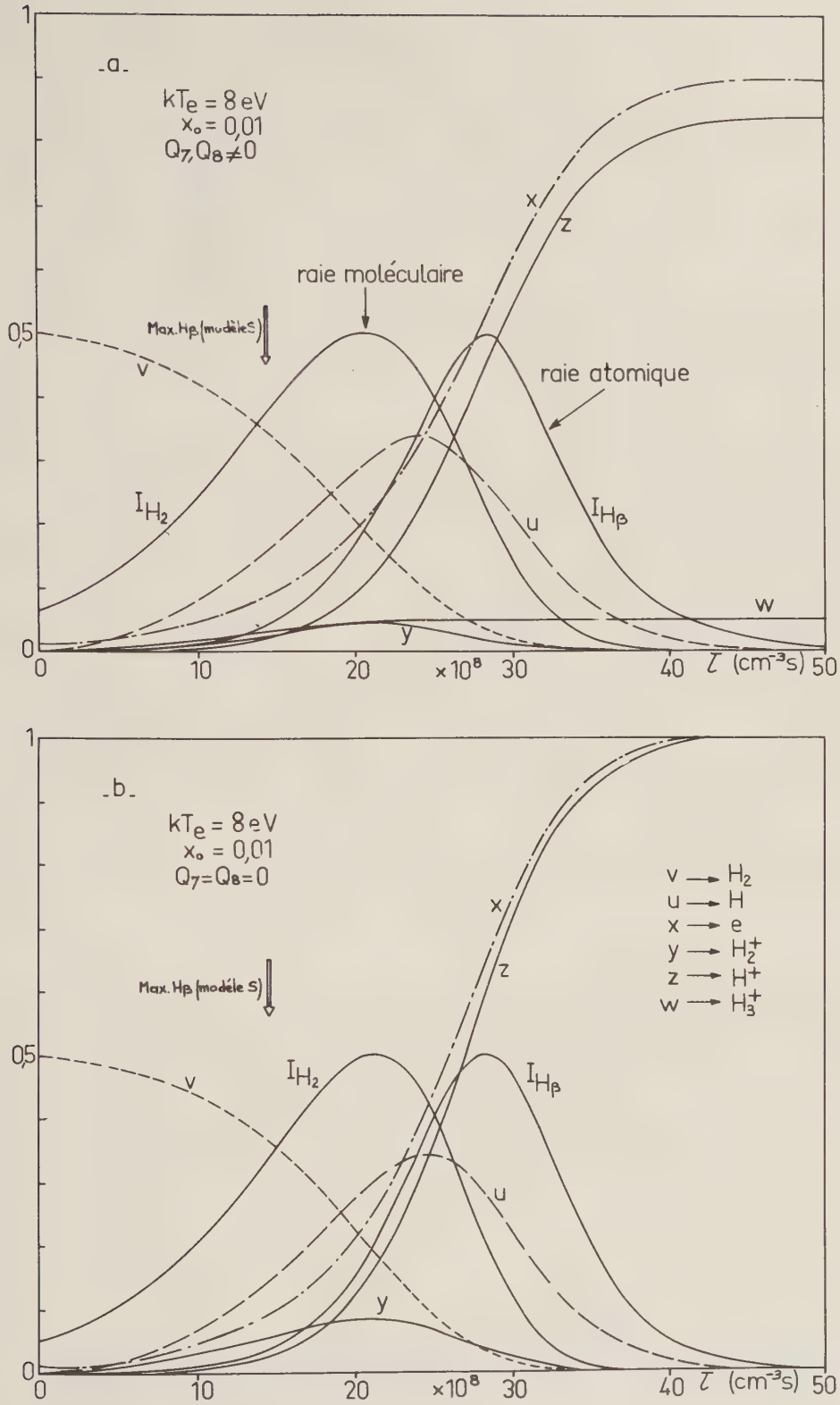

-a-
kTe = 8 eV
x₀ = 0,01
Q7, Q8 ≠ 0
raie moléculaire
raie atomique
Max. Hβ (modèle S)
v
x
z
u
w
y
IH2
IHβ
1
0,5
0
0
10
20
×10⁸
30
40
τ (cm⁻³s)
50
-b-
kTe = 8 eV
x₀ = 0,01
Q7 = Q8 = 0
Max. Hβ (modèle S)
v → H2
u → H
x → e
y → H2+
z → H+
w → H3+

Figure 6-6

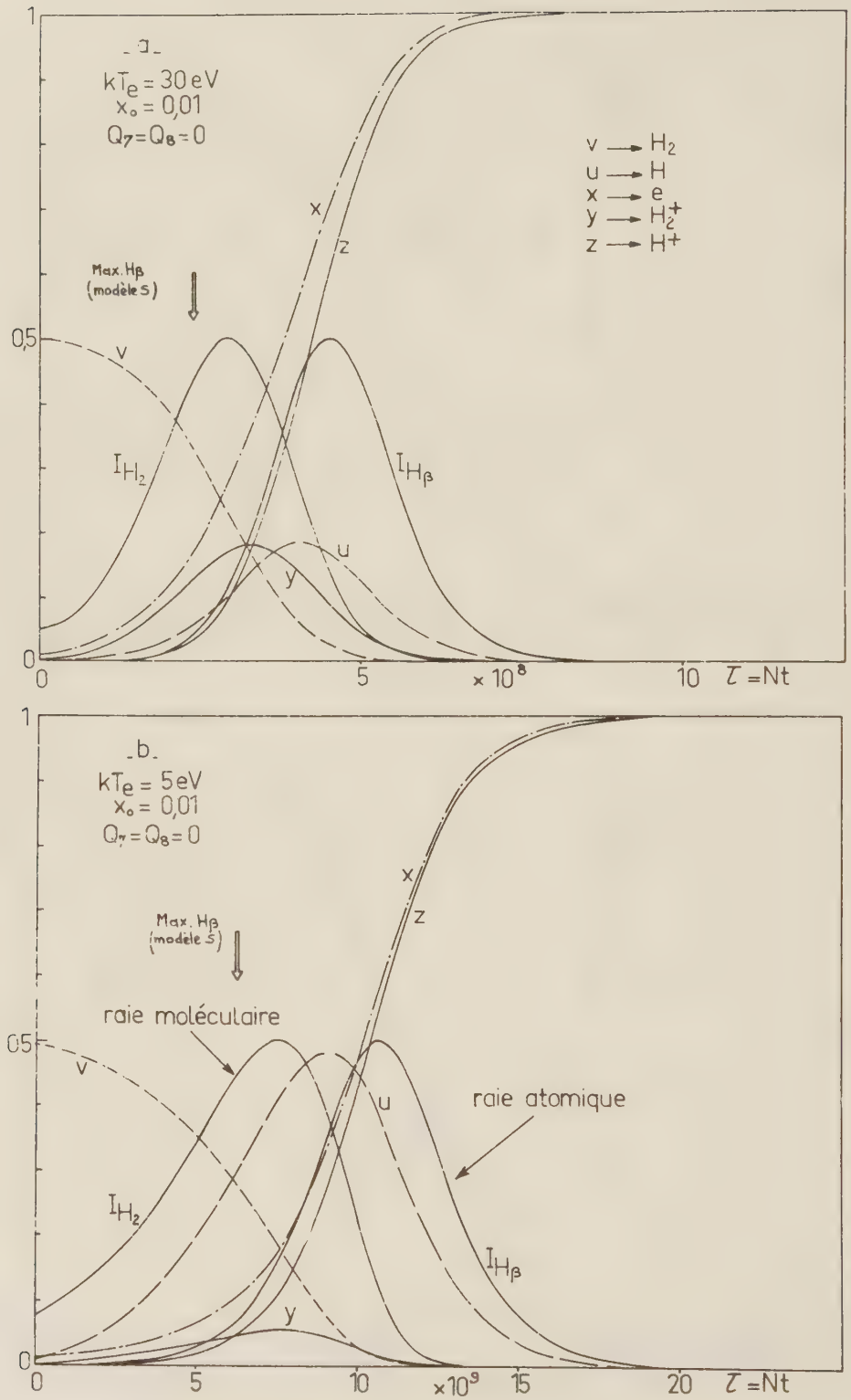


Figure 6-6 et Figure 6-7 - Evolution de la densité relative des différentes espèces et de l'intensité des raies moléculaires et atomiques (modèle tenant compte des phénomènes de dissociation).

- L'importance de l'ion H_3^+ aussi bien que de l'ion H_2^+ est faible. Leur proportion ne dépasse pas 5 % du nombre total d'atomes d'hydrogène.

- La densité maximum d'atomes n'atteint que 35 % de la densité totale. Ce résultat aura des conséquences importantes en ce qui concerne la réabsorption.

- L'intervalle de temps qui sépare le maximum de la raie moléculaire et le maximum de la raie atomique est relativement petit, ce qui vérifie l'expérience.

- x et z ne tendent pas vers l'unité puisque l'ion H_3^+ n'est pas détruit.

La figure 6-6b donne la solution du système quand on fait Q_7 et Q_8 nuls c'est-à-dire quand on néglige les deux réactions mal connues qui détruisent l'ion H_2^+ à savoir : la recombinaison dissociative et la formation de l'ion H_3^+.

L'ion moléculaire a naturellement une importance un peu plus grande ($\sim$ 10 %) et la densité électronique monte un peu plus vite mais ceci n'a aucune incidence sur la position dans le temps du maximum de la raie atomique parce que cette densité atteint une valeur limite plus élevée qui est maintenant x = 1.

Sur ces deux figures on a marqué d'une flèche l'instant de passage d'une raie atomique par son maximum dans l'hypothèse du modèle simplifié, et pour les mêmes conditions. Le "retard" des raies dû au phénomène de dissociation est assez important (un facteur 2 dans le cas représenté).

Quand la température varie, la vitesse des phénomènes varie et les proportions des différentes espèces se modifient. Les figures 6-7a et b montrent deux cas extrêmes l'un calculé avec kT_e = 30 eV l'autre avec kT_e = 5 eV.

Dans le second cas l'ion moléculaire ne joue qu'un très petit rôle, dans le premier il a une importance comparable à l'atome. Notons que l'échelle a été dilatée d'un facteur deux dans la première figure. La flèche marque, dans l'hypothèse du modèle simplifié, la position du maximum de la raie atomique.

c) Influence sur la mesure de la température.

Ces résultats montrent que, lorsqu'on tient compte de la dissociation, toutes choses égales par ailleurs, un "retard" notable du pic de la raie atomique apparaît par rapport à sa position dans le modèle simplifié.

Le système d'équations a été résolu pour une série de valeurs de la température. On a ainsi pu tracer la fonction $\tau_m(T_e, x_o)$ qui est comparée, sur la figure 6-2 à la même fonction déduite du modèle simplifié.

Pour $\tau_m = 10^9$, l'erreur sur la température est de 15 % si $x_o = 0,05$. Elle atteint 40 % si $x_o = 0,01$.

Par contre si on trace la fonction $\Delta\tau(T_e)$ pour le modèle D et qu'on la compare à la même fonction pour le modèle S (figure 6-3) on peut voir que l'erreur sur la température est très faible.

Par conséquent, la température, au temps t_m de passage par le maximum des raies atomiques, peut être considérée comme correctement donnée par le modèle simplifié.

C'est ainsi que dans l'exemple traité précédemment la température, obtenue à partir de la largeur temporelle Δt = 9,6 µs, kT_e = 7,5 eV au temps t_m = 16 µs est correcte. Par contre la température au temps $t_m/2$ primitivement de 5,8 eV est un peu plus forte, (kT_e = 6,5 eV. Remarquons cependant que la différence n'est que de 12 %.

C - ROLE DE LA REABSORPTION DES RAIES -

La seconde objection que l'on peut faire au modèle simplifié est qu'il néglige la réabsorption des raies. Nous avons vu que les raies de la série de Lyman peuvent être considérablement réabsorbées pour des plasmas d'un diamètre de l'ordre de 20 cm et de densité même relativement faible ($\sim 10^{14}$ cm^{-3}). La difficulté réside dans l'aspect transitoire du phénomène car les profondeurs optiques et, par suite, les coefficients de transmission sont des fonctions du temps.

Nous avons également vu qu'il existait deux coefficients de transmission pour une raie donnée. L'un utilisé pour la mesure sur un axe de visée, $\mathcal{T}(\tau_D)$, l'autre intervenant dans les phénomènes d'ionisation $\mathcal{S}(\tau_D)$. Ce dernier sensiblement plus difficile à calculer, se trouve être très peu différent du premier et dans ce qui suit il sera seulement question du coefficient $\mathcal{T}(\tau_D)$.

a) Processus.

Considérons maintenant le schéma de la figure 6-8 qui représente les 5 premiers niveaux de l'atome d'hydrogène et le continuum. Soit un niveau quelconque j. Le taux de variation de la population de ce niveau, n_j est égal au nombre par seconde de réactions peuplant ce niveau moins le nombre de réactions le dépeuplant. Les processus faisant intervenir un choc électronique sont représentés en trait plein ; les processus radiatifs en trait discontinu. Les transitions photoexcitées ne figurent pas puisqu'on en tient compte dans la desexcitation spontanée.

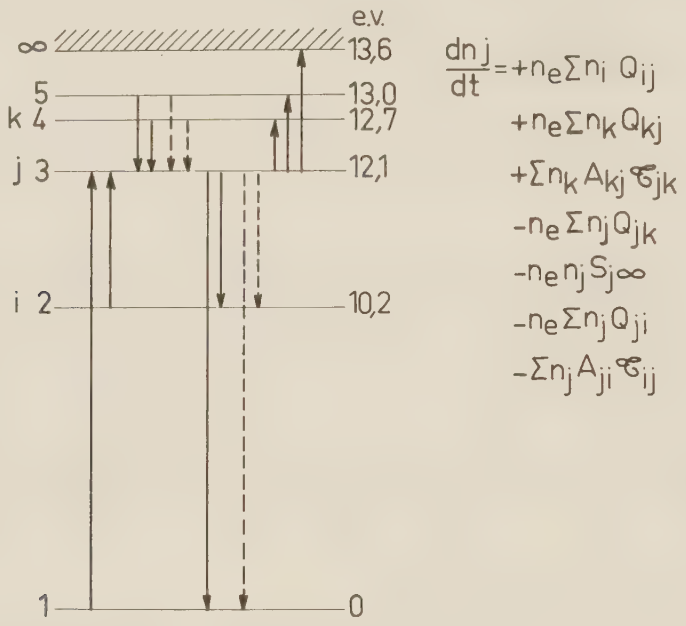


Figure 6-8 - Schéma des processus relatifs à un niveau j de l'atome d'hydrogène.

Nous avons trois processus de peuplement.

- chocs électroniques excitants : $n_e \sum_{i=1}^{j-1} n_i Q_{ij}$ $\quad i < j$
- chocs électroniques désexcitants $n_e \sum_{k=j+1}^{\infty} n_k Q_{kj}$ $\quad k > j$
- transitions spontanées $\sum_{k=j+1}^{\infty} n_k A_{kj} \mathcal{C}_{jk}$

et quatre processus de dépeuplement

- chocs électroniques excitants $n_e \sum_{k=j+1}^{\infty} n_j Q_{jk}$
- chocs électroniques désexcitants $n_e \sum_{i=1}^{j-1} n_j Q_{ji}$
- transitions spontanées $\sum_{i=1}^{j-1} n_j A_{ji} \mathcal{C}_{ij}$
- Ionisation par chocs électroniques $n_e n_j S_{j\infty}$

Dans ces processus, nous négligerons la recombinaison et les transitions induites et nous supposons, comme nous l'avons déjà indiqué, une distribution statistique des niveaux de structure fine et un élargissement doppler sensiblement plus grand que la séparation de ces niveaux.

En outre, les coefficients Q_{ij} (excitation) et Q_{ji} (désexcitation) sont liés par la relation :

$$Q_{ji} = C_{ji}\, Q_{ij} \qquad C_{ji} = \frac{g_i}{g_j}\, e^{+\frac{\chi_{ij}}{kT_e}}$$

b) Système d'équations.

La compétition des processus de peuplement et de dépeuplement est alors décrite, pour chaque niveau, par une équation du type :

$$\frac{dn_j}{dt} = n_e[\Sigma n_i Q_{ij} + \Sigma n_k C_{jk} Q_{jk} - n_j(\Sigma C_{ij} Q_{ij} + \Sigma Q_{jk} + S_{j\infty})] - n_j \Sigma A_{ji}\, \mathcal{C}_{ij} + \Sigma n_k A_{kj}\, \mathcal{C}_{jk} \qquad (6\text{-}16)$$

$$i < j < k$$

A ces équations s'ajoutent les deux suivantes qui décrivent la densité électronique :

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e \Sigma n_j S_{j\infty}$$

$$n_e = N - \Sigma n_j$$

N est la densité initiale en atomes d'hydrogène.

Comme pour les équations des systèmes précédents nous prendrons N comme unité de densité. Mais comme les termes de transition spontanée ne dépendent que d'une densité, il n'est pas possible de rendre le système indépendant de N en utilisant le temps réduit $\tau = Nt$

Nous prendrons les variables réduites

$$u_j = \frac{n_j}{N} \qquad x = \frac{n_e}{N}$$

D'où

$$\frac{du_j}{dt} = Nx\,[\Sigma u_i Q_{ij} + \Sigma u_k C_{jk} Q_{jk} - u_j(\Sigma C_{ij} Q_{ij} + \Sigma Q_{jk} + S_{j\infty})] - u_j \Sigma A_{ji}\, \mathcal{C}_{ij} + \Sigma u_k A_{kj}\, \mathcal{C}_{jk} \qquad (6\text{-}17)$$

$$\left(\frac{dx}{dt} = Nx\, \Sigma u_j S_{j\infty}\right)$$

$$x = 1 - \Sigma u_j$$

c) Solution pour un modèle à 5 niveaux.

Le système d'équations ci-dessus a été résolu dans le cas d'un modèle à 5 niveaux et le continuum pour une série de valeurs constantes de la température. Les fonctions $Q(T_e)$ (figure 4-10, 4-11, 4-12) et $S(T_e)$ (figure 4-14) sont alors des constantes. Les coefficients $C(T_e)$ sont aussi constants et aisément calculables pour chaque cas.

Le coefficient moyen d'absorption $\mathcal{C}(\tau_D)$ est une fonction de la densité du niveau réabsorbant $n_i = Nu_i$ et de la largeur Doppler de la raie

$$\tau_D = 2,5 \cdot 10^{-2}\, \frac{n_i f_{ij}}{\Delta\nu_{ji}}\, D$$

soit

$$\tau_D = 2,5 \cdot 10^{-2}\, \frac{N f_{ij}}{\Delta\nu_{ji}}\, Du_i \qquad (6\text{-}18)$$

Ce qui définit un coefficient caractéristique d'une raie et dépendant des paramètres de la décharge N, T_H, D

$$b_{ij} = 2,5 \cdot 10^{-2}\, \frac{N f_{ij}}{\Delta\nu_{ji}}\, D \qquad (6\text{-}19)$$

$$\tau_D = b_{ij}\, u_i$$

La température atomique T_H est considérée comme constante :

L'expression 5-23 donnant $\mathcal{C}(\tau_D)$ devient

$$\mathcal{C}_{ij}(u_j) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \frac{1}{b_{ij}\, u_i} \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-b_{ij}\, u_i\, e^{-y^2}})\, dy$$

Nous n'entrerons pas dans l'analyse détaillée des résultats car ce modèle est incomplet. Nous nous bornerons à montrer l'effet de la réabsorption quand on compare ce modèle au modèle simplifié.

La figure 6-9 donne la solution dans les deux cas pour les conditions suivantes :

$$N = 10^{14}\,cm^{-3} \qquad kT_e = 8\ eV \qquad kT_H = 1\ eV$$

$$x_o = 0,01 \qquad D = 24\ cm$$

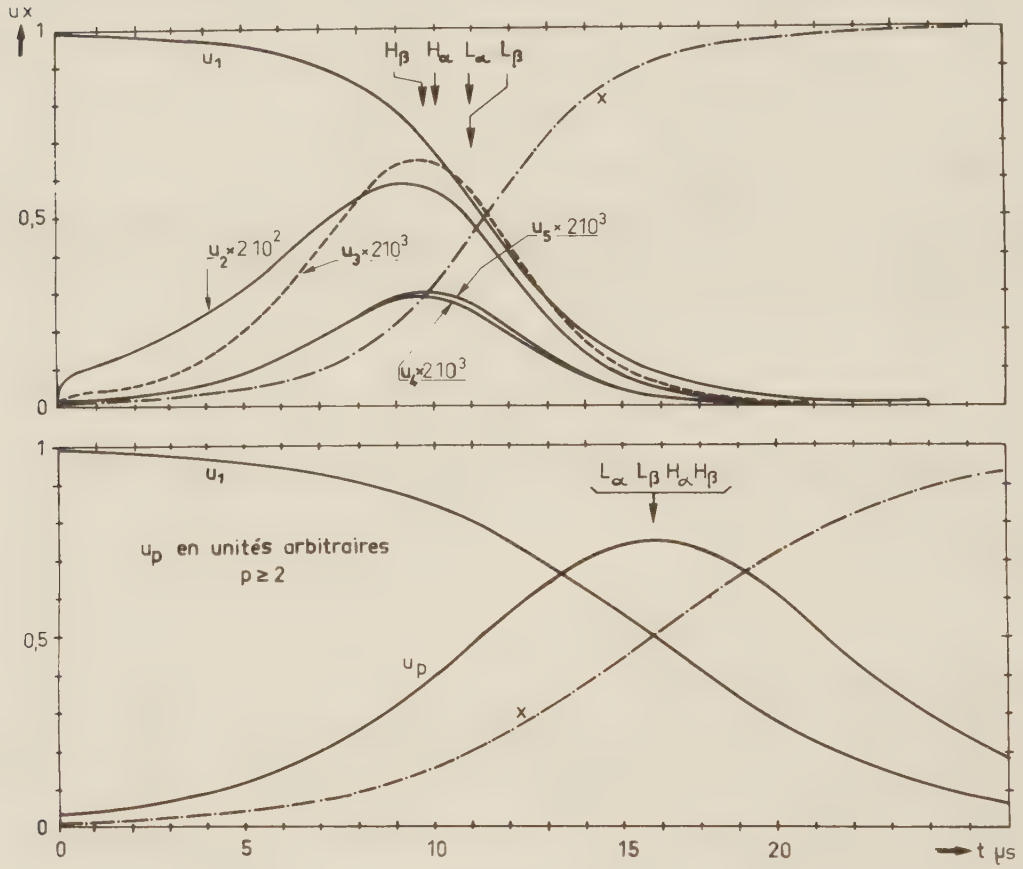


Figure 6-9 - Evolution de la densité relative des différentes espèces et de l'intensité des raies atomiques (modèle tenant compte de la réabsorption des raies comparé au modèle simplifié).

L'effet sur la position des raies dans le temps est sensible. La réabsorption accélère l'ionisation essentiellement à cause de l'ionisation à partir des niveaux excités. Notons que la population du cinquième niveau est pratiquement égale à celle du quatrième car pour celui-ci aucune excitation par choc n'est prévue vers les niveaux supérieurs ce qui a pour effet de le surpeupler.

Le temps t_m mesuré étant plus petit que pour le modèle S la température déduite de celui-ci est surestimée par rapport au modèle R. De même, la largeur temporelle d'une raie, H_β par exemple, est de $\Delta t = 6,7$ µs alors qu'elle est de 12 µs dans le modèle S ; là aussi ce dernier conduit à une surestimation de la température.

Naturellement l'écart entre les modèles S et R diminue avec la densité. Sur la figure 6-10 on a tracé deux types de courbes, d'une part le temps t_m pour H_β d'autre part le temps $t_{1/2}$ qui est le temps de demi ionisation ($x = 0,5$) en fonction de la densité initiale N.

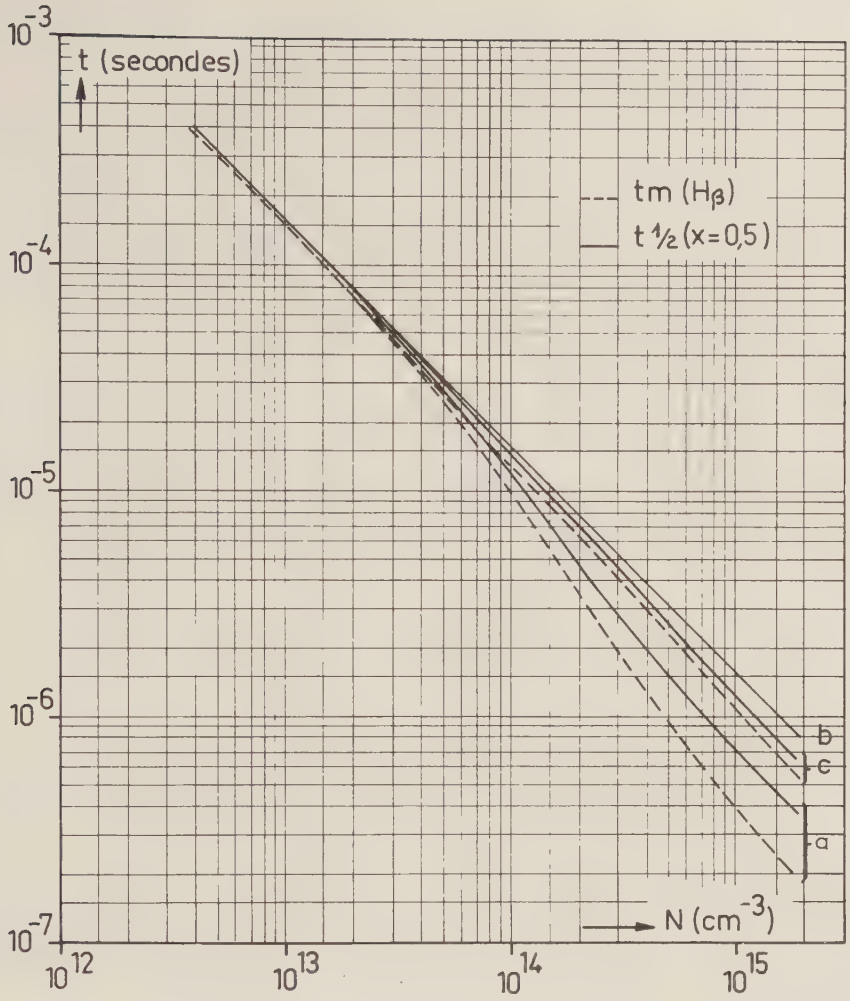


Figure 6-10 - Influence de la réabsorption sur le temps de demi-ionisation, $t_{1/2}$ et sur le temps t_m de passage de la raie H_β par son maximum pour le modèle R (courbe a) comparé au modèle simplifié (courbe b).

La courbe a) correspond au modèle R ; la courbe b) au modèle S pour lequel $t_m = t_{1/2}$ la courbe c) correspond au modèle R dans lequel on a fait $\mathfrak{C}_{ij} = 0$ pour toutes les raies par conséquent il ne reste que les processus de choc.

En dessous de $N = 10^{13}\ cm^{-3}$ la réabsorption est négligeable.

D - MODELE GENERAL POUR L'IONISATION DE L'HYDROGENE -

Il ressort de ce qui précède que les effets de la dissociation et de la réabsorption sont inverses en ce qui concerne les temps d'ionisation. On peut donc penser que ces deux effets vont se compenser au moins partiellement. En fait, la dissociation fait que la densité maximum en atomes est nettement plus petite que N et ceci va minimiser le rôle de la réabsorption dans la gamme des densités étudiées dans T.A. 2000.

a) Systèmes d'équations :

Nous pouvons à l'aide des systèmes d'équations déjà établis, tenir compte à la fois de la dissociation de la molécule et de la réabsorption des raies.

Pour la dissociation, nous reprendrons les équations négligeant les réactions ⑦ et ⑧ . Nous supposerons en outre que la dissociation directe de H_2 ou de H_2^+ ne produit que des atomes dans le niveau fondamental.

Nous aurons donc :

$$\frac{dv}{dt} = -Nx\,[v\,(Q_1 + Q_2)]$$

$$\frac{dy}{dt} = Nx\,[vQ_2 - yQ_5]$$

$$\frac{du_1}{dt} = Nx\left[2v\,Q_1 + yQ_5 + \sum_{k=2}^{\infty} u_k\,C_{1k}\,Q_{1k} - u_1\left(S_{1\infty} + \sum_{k=2}^{\infty} Q_{1k}\right)\right] + \sum_{k=2}^{\infty} u_k\,A_{k1}\,\mathcal{C}_{1k}$$

$$\frac{du_j}{dt} = Nx\left[\sum_{i=1}^{j-1} u_i\,Q_{ij} + \sum_{k=j+1}^{\infty} u_k\,C_{jk}\,Q_{jk} - u_j\left(S_{j\infty} + \sum_{k=j+1}^{\infty} Q_{jk} + \sum_{i=1}^{j-1} C_{ij}\,Q_{ij}\right)\right] + \sum_{k=j+1}^{\infty} u_k\,A_{kj}\,\mathcal{C}_{jk} - u_j \sum_{i=1}^{j-1} A_{ji}\,\mathcal{C}_{ij} \qquad (6.20)$$

$$j \geqslant 2$$

$$i < j < k$$

$$x + 2v + y + \sum_{p=1}^{\infty} u_p = 1$$

$$z = x - y$$

Il s'ajoute à ces équations celles donnant l'intensité des raies :

$$I_{ji} = K_{ji}\,A_{ji}\,h\nu_{ji}\,Nu_j\,D\,\mathcal{C}_{ij} \qquad (6\text{-}21)$$

Le facteur K_{ji} est le produit d'un coefficient géométrique par le facteur de transmission du spectrographe et le rendement du récepteur photoélectrique utilisé. Si l'on s'intéresse aux intensités relatives et qu'on exprime cette intensité en nombre de photons par $cm^3\,sec^{-1}$, l'expression donnant I_{ji} se réduit à la forme plus simple :

$$I_{ji} \sim A_{ji}\,N\,u_j\,\mathcal{C}_{ij} \qquad (6\text{-}22)$$

b) Solution pour un modèle à 5 niveaux.

Les fonctions v(t), x(t), z(t), $u_j(t)$, $I_{ji}(t)$, ont été calculées numériquement pour une température constante. Une série de calculs a été faite en faisant varier les deux paramètres T_e et N.

La figure 6-11 donne une synthèse des quatre modèles étudiés pour des conditions identiques qui sont :

$$kT_e = 8\ eV \qquad kT_H = 1,5\ eV \qquad N = 10^{14}\ cm^{-3} \qquad x_o = 0,01$$

se succèdent, le modèle S(a), le modèle D(b) le modèle R(c) et le modèle D + R (d).

Il apparaît, qu'en ce qui concerne la vitesse d'ionisation le modèle D + R est assez proche du modèle D montrant que, pour ces conditions moyennes, le rôle de la dissociation reste prépondérant. Notons que la population du niveau fondamental de l'atome n'excède jamais 30 % de la densité totale N en atomes d'hydrogène. Comme nous l'avons vu pour le modèle R, en dessous de $N = 10^{13}\ cm^{-3}$ la réabsorption devient négligeable, dans le modèle D + R elle le deviendra à quelques 10^{13}. C'est ce que montre la figure 6-12 où on a tracé les courbes $t_{1/2}(N, T_e)$ pour les trois modèles S, D et D + R, en fonction de N pour deux températures.

c) Influence de la température atomique.

La température des atomes a été prise constante dans ces calculs. Les mesures (36) indiquent qu'elle varie de 1 à quelques électrons volts pendant toute la durée de l'émission de la raie H_β. Comme $\Delta\nu$ varie en $T^{1/2}$ on peut penser que l'effet sera peu sensible. Pour s'en assurer, le système d'équations a été résolu pour quelques valeurs de la température atomique.

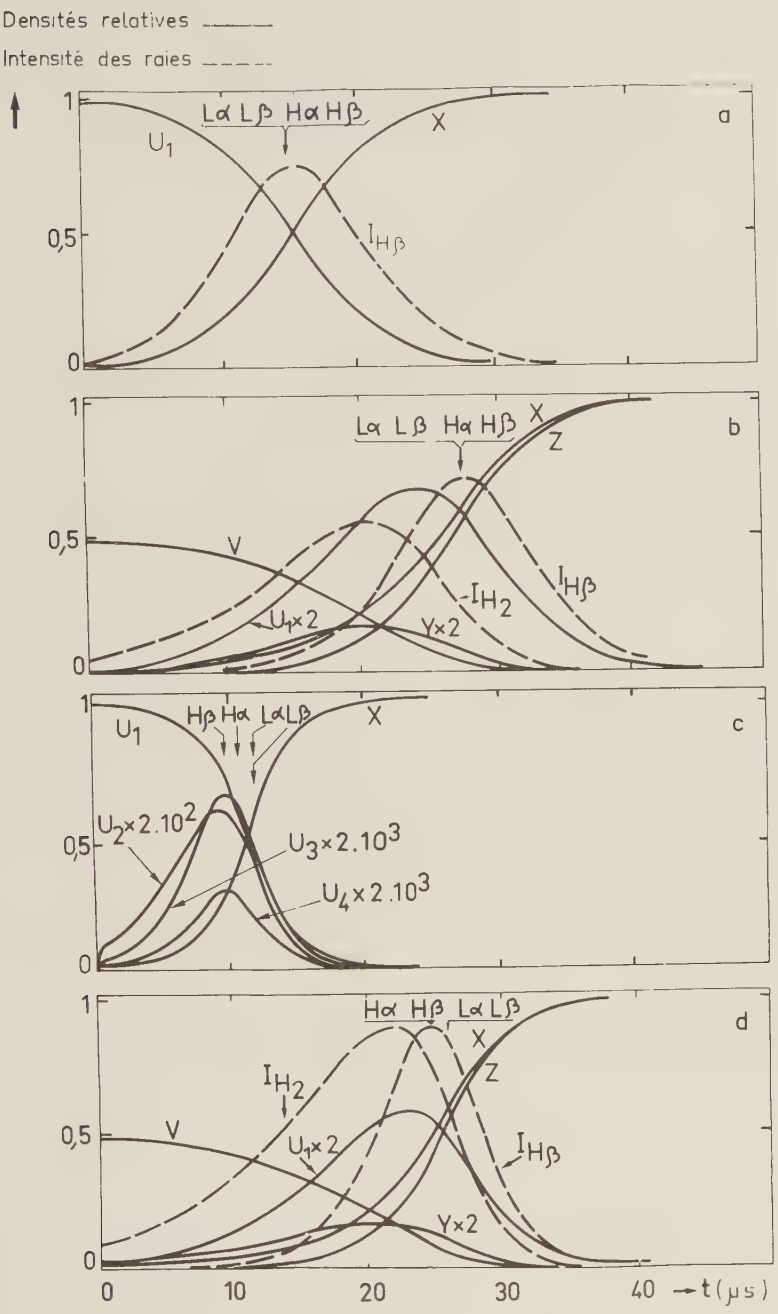


Figure 6-11 - Comparaison de l'évolution des densités relatives des différentes espèces et des intensités des raies moléculaires et atomiques pour les quatre modèles étudiés :

a) modèle simplifié
b) modèle tenant compte de la dissociation
c) modèle tenant compte de la réabsorption
d) modèle général

Conditions : $kT_e = 8$ eV, $kT_H = 1,5$ eV, $N = 10^{14}$, $x_o = 0,01$ (les flèches indiquent la position des maximums d'intensité des raies).

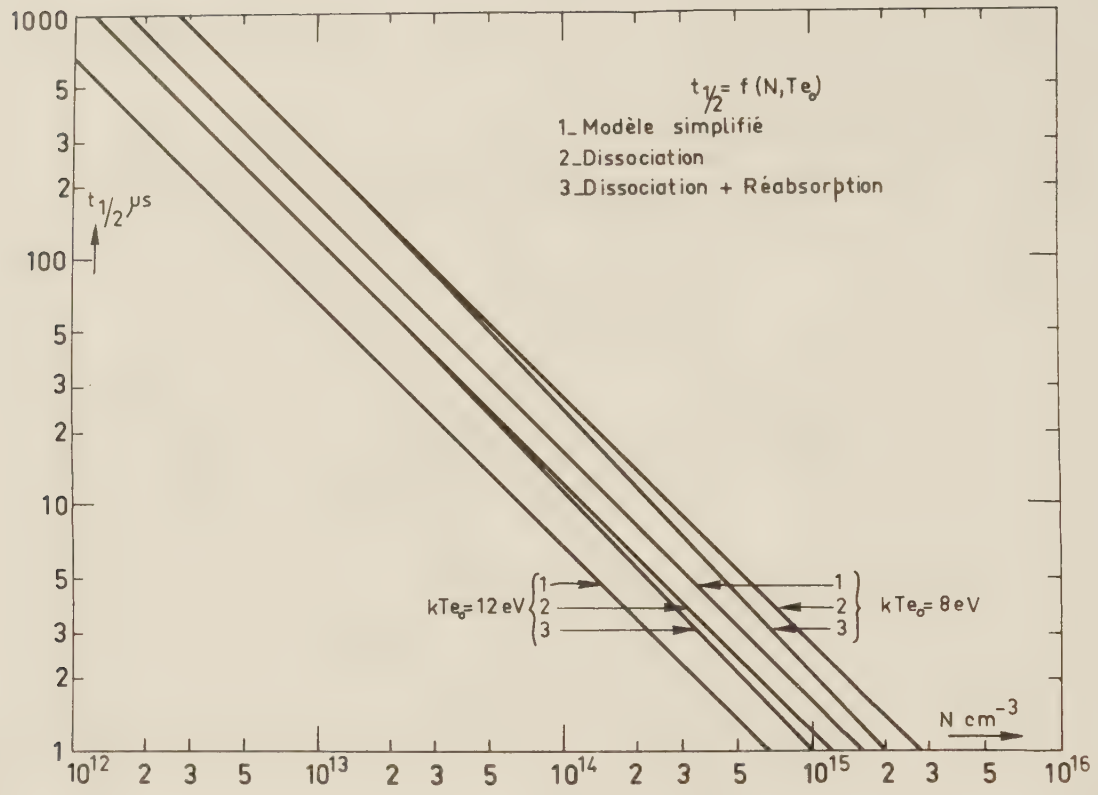


Figure 6-12 - Temps de demi-ionisation, $t_{1/2}(x = 0,5)$ en fonction de la densité initiale N pour 3 des modèles.

Les résultats montrent qu'en faisant varier d'un facteur quatre la température T_H on introduit une variation de 20 % sur le temps de demi ionisation.

Les calculs ont été, de ce fait, réalisés en prenant la valeur moyenne de la température pendant la période durant laquelle la raie H_β a une intensité notable. Cette température est telle que, $kT_H = 1,5$ eV. Elle a été utilisée pour le calcul de $\Delta\nu$ entrant dans la formule donnant le coefficient b_{ij}.

$$b_{ij} = 2,5 \cdot 10^{-2} \frac{N f_{ij}}{\Delta\nu} D$$

VII - APPLICATION DU MODÈLE GÉNÉRAL

L'exploitation des résultats de ces calculs se divise en deux domaines. Le premier concerne l'influence des processus considérés sur la position dans le temps des pics d'intensité des raies et sur la largeur temporelle de ces pics. Il s'agit de la mesure de la température électronique par les méthodes déjà indiquées. Le second concerne l'intensité des raies liées à la population des niveaux et aux coefficients de transmission.

Le premier est sans doute moins sensible aux diverses approximations faites que le second. C'est ainsi que nous avons vu que la limitation à cinq du nombre de niveaux considérés surestime la population du cinquième niveau donc l'intensité des raies qui en sont issues.

A - METHODE DE MESURE DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE -

a) Largeur temporelle Δt des raies.

Il a été signalé que la réabsorption des raies modifie sensiblement le profil temporel de celles-ci. Ce profil est une fonction de la température électronique. Il dépend aussi, contrairement à celui obtenu à l'aide du modèle S, de la densité N. La largeur temporelle Δt varie assez lentement en fonction de N autour d'une valeur minimale quand N est compris entre 10^{13} et $10^{15}\,cm^{-3}$.

On peut donc définir un domaine entre deux courbes $\Delta\tau(T_e)$ pour les deux valeurs de N donnant les $\Delta\tau$ extrêmes. Ces deux valeurs sont $N = 10^{14}$ et $N = 10^{15}$. Pour $10^{13} < N < 10^{15}$ toutes les courbes $\Delta\nu(T_e)$ sont comprises dans ce domaine. C'est ce que montre la figure 7-1 pour la raie H_β. Pour le modèle simplifié $\Delta\tau(T_e)$ est indépendant de N et se trouve dans le domaine ainsi défini pour $kT_e > 7$ eV.

Il est intéressant de noter que si $kT_e < 8$ eV l'erreur que l'on fait en utilisant le modèle S est inférieure à ± 10 %. Elle passe à 15 % vers $kT_e = 10$ eV pour atteindre ± 25 % vers $kT_e = 20$ eV. Par conséquent pour des températures inférieures à 10 eV on pourrait se contenter du modèle simplifié.

La figure 7-2a donne la famille de courbes $\Delta t(T_e, N)$ pour la raie H_β en fonction de T_e pour une série de valeurs de N.

b) Temps d'apparition du maximum.

La fonction $t_m (T_e, N, x_o)$ est donnée pour la raie H_β sur la figure 7-2b en fonction de T_e pour une valeur de x_o et une série de valeur de N.

La présence de x_o, qui peut-être quelconque, limite l'utilisation de cette famille de courbes.

Comme pour le modèle simplifié, nous admettrons que la détermination de T_e à partir des courbes $t_m(T_e, x_o)$ donne la valeur correcte au temps $t_m/2$.

c) Exemples d'application.

c.1 - Soit l'évolution de la raie H_β représentée sur la photo de la figure 7-3 correspondant à une décharge à $N = 10^{14}\,cm^{-3}$.

Nous obtenons :

$$\Delta t = 9\,\mu s \qquad t_m = 15,8\,\mu s$$

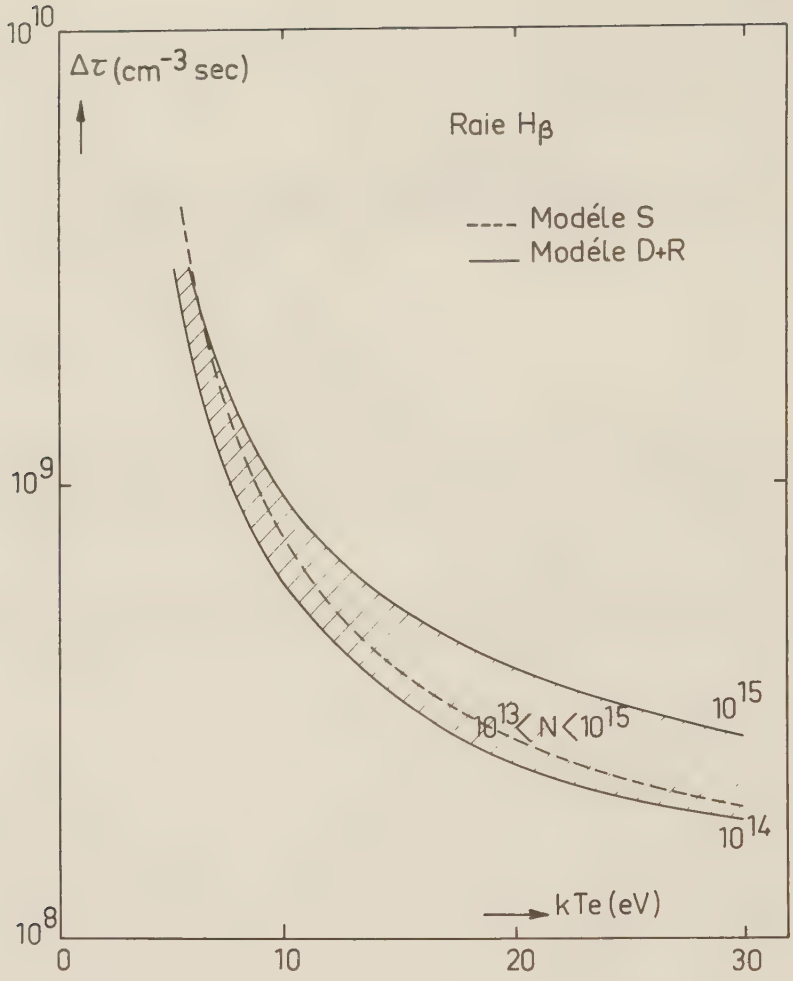


Figure 7-1 - Largeur temporelle réduite pour la raie H_β (modèle D + R) en fonction de la température électronique.

La largeur temporelle Δt correspond à une température de 8 eV. Si l'on admet qu'on mesure Δt à $\pm$ 0,5 μs près on a alors :

$$kT_e = 8 \pm 0,2 \text{ eV}.$$

Cependant remarquons que l'erreur venant de N est telle que $\frac{\Delta N}{N} = \frac{\Delta T_e}{T_e}$ (ce qui n'est vrai en toute rigueur que pour les modèles S et D). Par conséquent 10 % d'erreur sur N entraîne une erreur de 0,8 eV sur kT_e. Il est donc probable que l'erreur sur Δt est négligeable car N n'est certainement pas connu à mieux que 10 %.

Si maintenant nous prenons $x_o = 0,05$, nous obtenons à partir de la valeur de t_m la température à 7,9 μs d'après la courbe de la figure 7-2b soit 7,3 eV. Nous verrons plus tard que les dernières mesures en microondes indiquent une valeur de x_o un peu plus grande $x_o = 0,08$ conduisant à une température de 6,8 eV.

La température est donc très peu croissante justifiant à posteriori les calculs faits à température constante.

Sur la figure 7-3b ont été reportées ces températures. On a également noté un point obtenu à partir des raies de l'azote introduite comme impureté en faible proportion. [référence 20] montrant que la température serait stationnaire pendant l'ionisation de l'hydrogène pour augmenter rapidement ensuite.

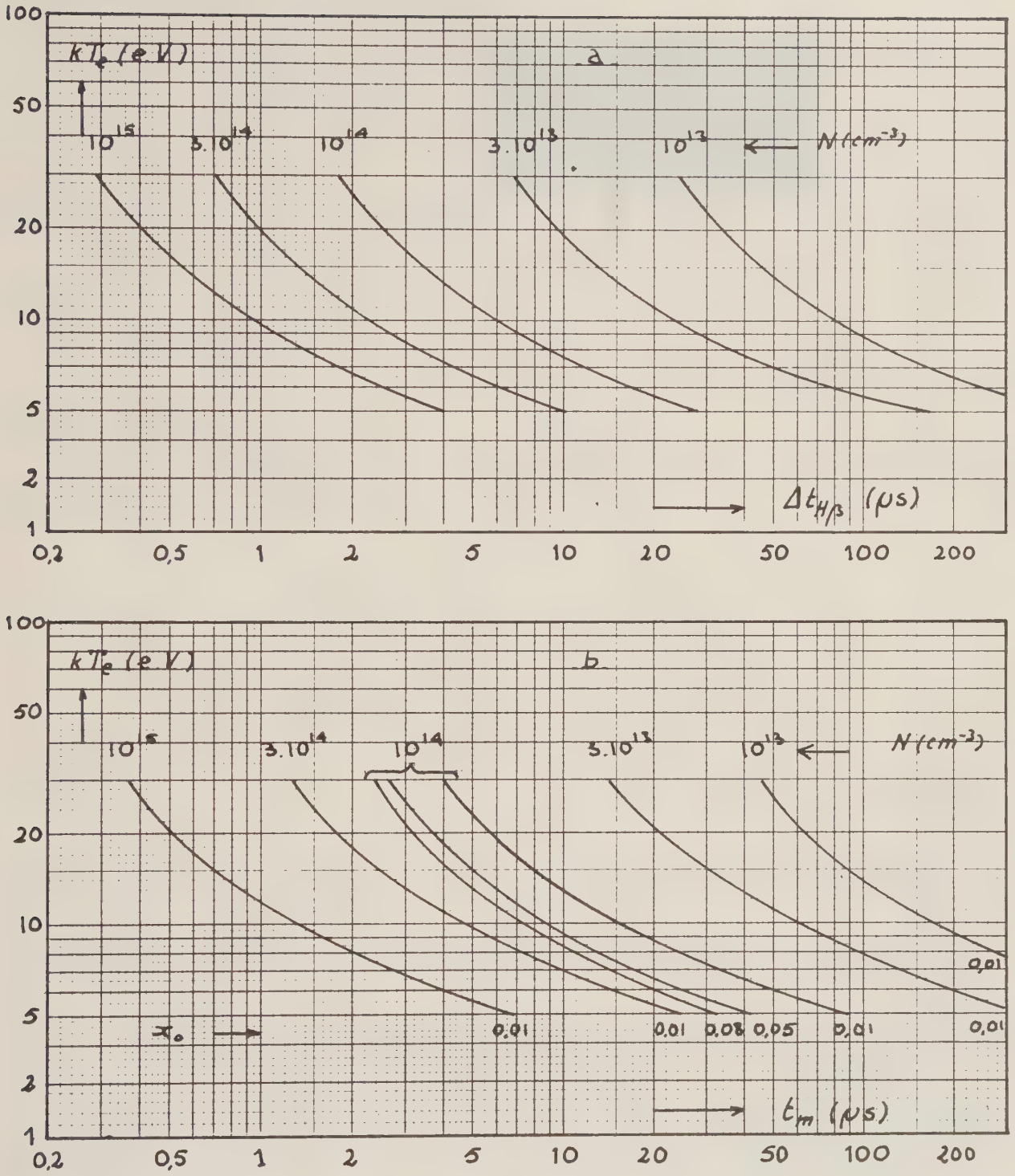


Figure 7-2 - Température électronique, T_e, en fonction :
a) de la largeur temporelle de la raie H_β
b) du temps de passage par le maximum (modèle D + R)

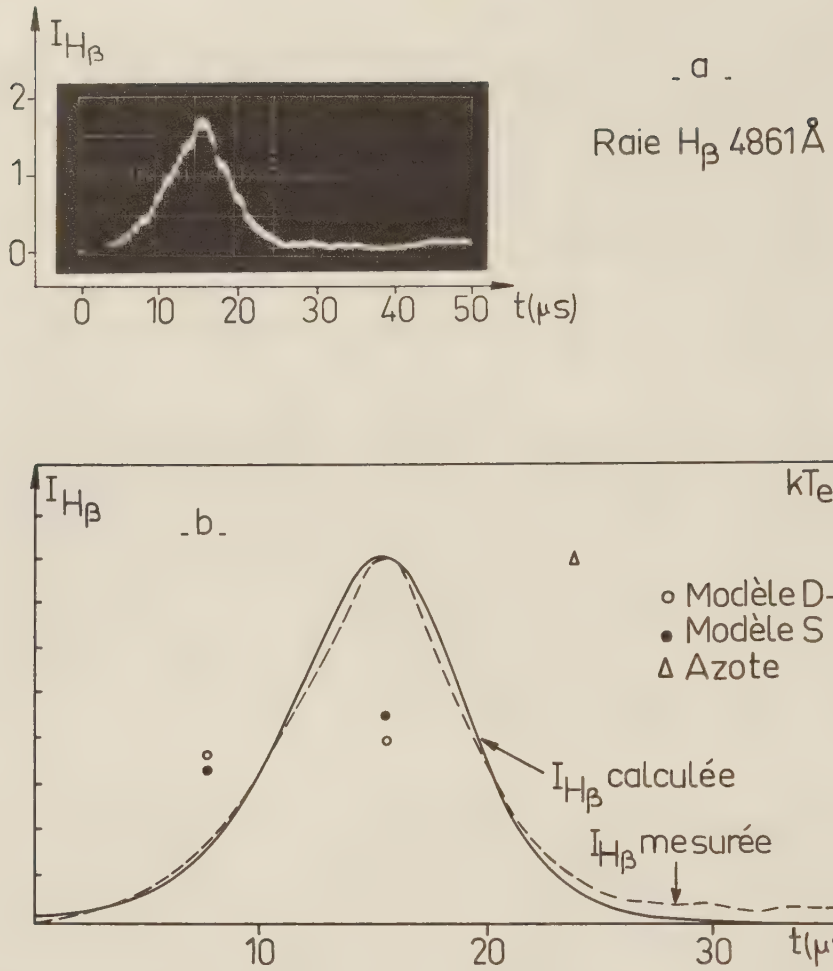


Figure 7-3 - Interprétation d'un oscillogramme de la raie H_β à l'aide du modèle D + R. (Les cercles et le triangle indiquent les températures).

Sur la même figure sont reportés les points obtenus à partir du modèle simplifié. L'écart est faible.

Enfin le profil temporel calculé est tracé normalisé avec le profil expérimental. Les conditions du calcul théorique pour obtenir la coïncidence sont $kT_e = 8$ eV (imposé par la largeur Δt mesurée) $N = 10^{14}$ et $x_o = 0,037$ valeur inférieure à 0,05 ce qui explique la croissance de la température obtenue.

La coïncidence des profils, calculé et mesuré, est assez bonne.

c.2 - Conclusion.

Aux densités de travail sur T.A. 2000 les perfectionnements apportés au modèle simplifié ne modifient que légèrement l'évaluation des températures. Par conséquent, pour des plasmas de densité de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} ou en-dessous, la largeur temporelle du pic de H_β, interprétée à l'aide du modèle simplifié, donne une mesure commode et rapide de la température électronique utilisant uniquement une mesure relative d'intensité.

Pour des dimensions du plasma plus petites que celles considérées ici cette conclusion est valable pour des densités plus élevées.

Pour T.A. 2000, il est raisonnable de penser que la température électronique, pendant la période d'ionisation de l'hydrogène, est constante ou légèrement croissante.

Enfin, la forme du profil temporel ne donne aucun renseignement sur les processus.

d) Mesure de la température électronique pour les diverses conditions de travail.

d.1 - Variation de la pression de remplissage.

Cette étude a été faite pour la tension de charge usuelle de la batterie de condensateurs soit 30 kilovolts.

Le domaine de pressions étudiées correspond à une gamme de densités telle que

$$5 . 10^{13} < N < 1,5 . 10^{14}$$

pour des densités plus basses que $5 . 10^{13}$ la décharge n'amorce plus. Au-dessus de $1,5 . 10^{14}$ il n'est plus possible de stabiliser la pression en alimentation continue. Cependant quelques résultats seront donnés pour des décharges à $6 . 10^{14}$ cm^{-3} réalisées vannes fermées.

La largeur temporelle du pic de la raie H_β est pratiquement indépendante de la pression de remplissage entre les bornes définies plus haut. Sa valeur moyenne est :

$$\Delta t = 9 \pm 0,5 \, \mu s$$

Il en est pratiquement de même pour le temps t_m quoique au cours de la vie de la machine ce temps ait eu une tendance à augmenter (de 15 à 17 µs). Ceci peut être expliqué par une évolution de la prédécharge.

Il en résulte que la variation de la densité initiale N a un effet qui est compensé par l'effet inverse de la température électronique c'est-à-dire que quand N diminue, T_e augmente. Le tableau ci-dessous résume les valeurs trouvées.

P(mmHg)	N (cm^{-3})	$\Delta t_{H\beta}$ (µs)	kT_e (eV)
$7,5 . 10^{-4}$	$5,25 . 10^{13}$	9 ± 0,5 µs	11,8 ± 0,9
$1. \quad 10^{-3}$	$7 \quad 10^{13}$	"	9,7 ± 0,7
$1,5 \quad 10^{-3}$	$1 \quad 10^{14}$	"	8. ± 0,6
$2,1 . 10^{-3}$	$1,5 . 10^{14}$	"	6,7 ± 0,5

L'erreur est évaluée d'après la précision sur Δt et en prenant pour N une erreur de ± 5 % (figure 7-4).

Les densités supérieures à $1,5 . 10^{14}$ n'ont pas été étudiées systématiquement. Cependant, à l'occasion de mesure dans l'infrarouge lointain qui se faisaient à des densités de l'ordre de $6 . 10^{14}$ pour des questions de luminostié, on a mesuré la largeur Δt de la raie H_β. L'oscillogramme de la figure 7-5 montre l'évolution de l'intensité de cette raie. On peut remarquer une anomalie sur l'amorçage des décharges à cette pression. Il apparaît en effet un retard de l'ordre de 5 à 10 microsecondes. La mesure du temps t_m n'a donc pas de signification.

Le profil temporel de la raie est dissymétrique. Dans certains cas il peut même présenter un plateau ou un second maximum.

Pour cette densité de $6 . 10^{14}$, des mesures, plus tard dans la décharge, à l'aide des raies de l'azote montrent que la température quoique restant assez faible atteint une valeur suffisante pour ioniser complètement l'hydrogène. On peut donc penser que cette dissymétrie plus ou moins prononcée est due à l'influx de neutres venant de la périphérie de la décharge. Par conséquent la mesure de Δt est délicate, c'est ainsi que dans l'exemple pris la largeur brute est de 15 µs. Ce qui correspond à une température de 3,5 électrons-volts. Par contre la demi largeur, mesurée sur la partie croissante de la courbe correspond à Δt = 12,5 µs c'est-à-dire une température de 3,8 eV. La faible différence vient du fait qu'a ces basses températures les coefficients d'ionisation varient très vite avec la température.

d.2 - Variation de la tension de charge.

La tension de charge ne peut être variée que dans une faible proportion : 30 kVolts est la limite de la batterie de condensateurs utilisée ; en-dessous de 20 kilovolts la décharge n'amorce pas.

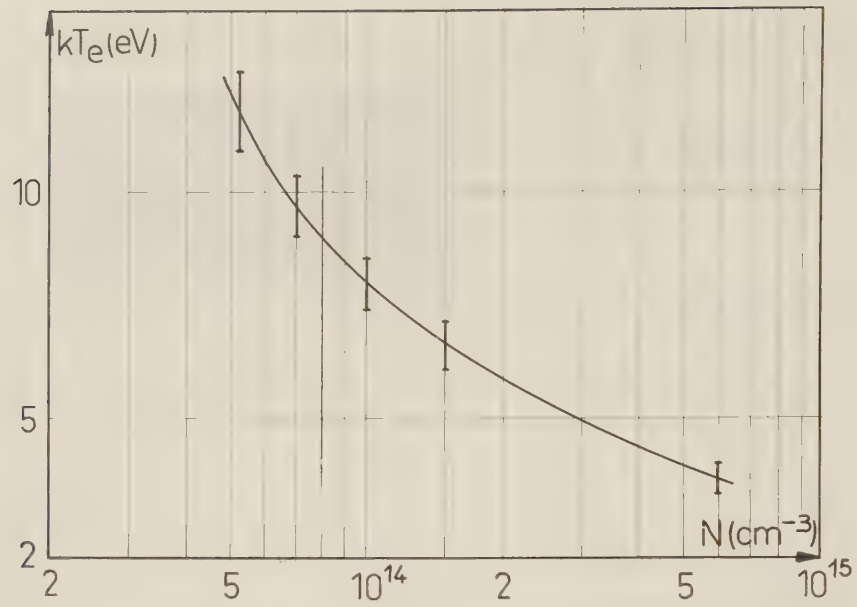


Figure 7-4 - Température électronique à l'instant du passage par le maximum de la raie H_β, en fonction de la densité initiale.

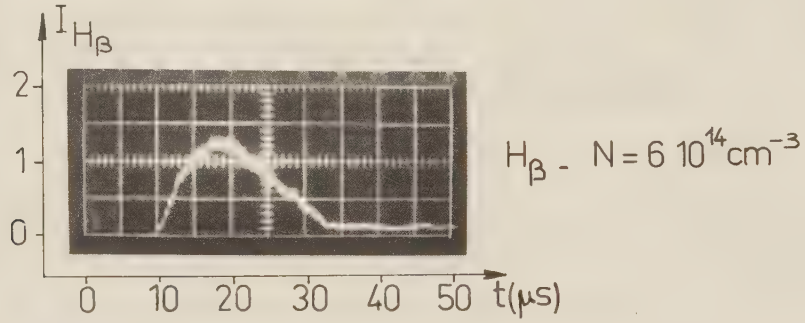


Figure 7-5 - Evolution de la raie H_β pour les fortes densités ($N = 6.10^{14}$ cm^{-3}).

Les décharges ont été faites à la densité usuelle de 10^{14} cm^{-3}. Le tableau suivant résume les résultats d'une série d'expériences :

Kilovolts	Δt (μs)	t_m (μs)	kT_e (eV)	x_o (calc.)	x_o (mes)
30	9	15	8	0,043	0,075
25	9	17	8	0,032	0,070
20	10	22 - 25	7,6	0,023 - 0,015	0,065

La figure 7-6 donne les oscillogrammes de l'intensité de la raie H_β pour ces trois valeurs de la tension de charge. Deux et trois décharges sont prises sur chaque oscillogramme. On remarque immédiatement qu'à 20 kVolts l'amorçage est capricieux.

Les largeurs Δt sont pratiquement équivalentes ce qui laisse supposer que le déplacement du pic, quand on baisse la tension de charge est dû aux conditions de préionisation. Le système de prédécharge est en effet fonction de la tension de charge. On a porté dans la cinquième colonne du tableau le coefficient de préionisation x_o calculé à partir du temps t_m en supposant la température constante pendant la phase d'ionisation et dans la dernière colonne des valeurs de x_o mesurées par interférométrie 4 mm. Il y a donc bien un affaiblissement de la prédécharge.

Les valeurs de x_o mesurées sont supérieures aux valeurs calculées ce qui peut s'interpréter, comme on l'à déjà vu, par une température légèrement croissante durant la phase d'ionisation.

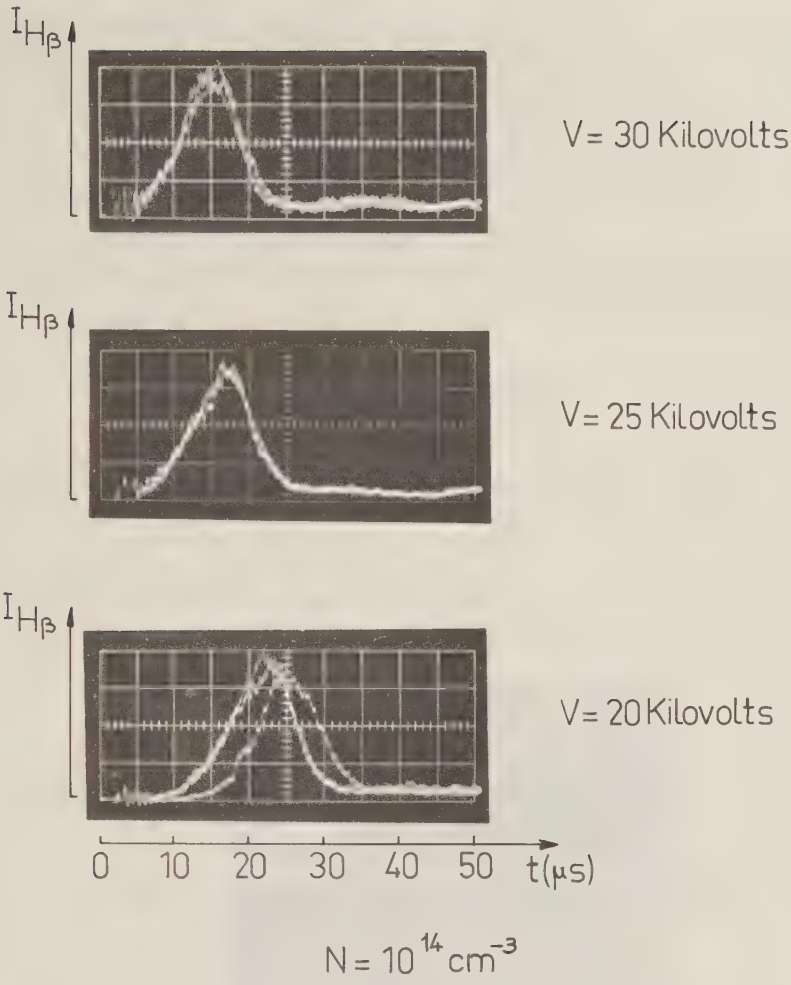


Figure 7-6 - Evolution de la raie Hβ pour diverses valeurs de la tension de charge des condensateurs.

B - LES RAIES MOLECULAIRES -

Le résultat des calculs montre qu'à côté de l'hydrogène atomique deux espèces existent au début de la décharge dans des proportions notables : la molécule H_2 et l'ion moléculaire, H_2^+. Il est naturellement important de chercher à voir, si possible, ces deux composants.

L'hydrogène moléculaire a un spectre riche et bien connu qui s'étend dans une large gamme de longueur d'onde. Cependant, les données relatives aux sections efficaces d'excitation par choc de niveaux électroniques sont très peu nombreux. La température dans la phase dissociation-ionisation de la décharge pouvant être raisonnablement considérée comme constante, l'intensité relative mesurée dépendra essentiellement de la densité en molécules et en électrons sans qu'intervienne un coefficient d'excitation fonction de la température.

Dans la région 4000-2000 Å se trouve le continuum de dissociation correspondant à la transition $^3\Sigma_g \longrightarrow {}^3\Sigma_u$. La section efficace d'excitation $^1\Sigma_g \longrightarrow {}^3\Sigma_g$ (réaction 1) a un maximum d'environ 10^{-17} cm^2. Il y a peu d'espoir de voir un tel continuum dans une décharge pulsée à faible densité.

Dans l'ultraviolet lointain se trouvent les bandes de Lyman et de Werner correspondant aux transitions $2\,{}^1\Sigma_u \longrightarrow 1\,{}^1\Sigma_g$ et $2\,{}^1\Pi_u \longrightarrow 1\,{}^1\Sigma_g$. Massey et Mohr [44] ont calculé la section efficace pour le niveau "B" ($2^1\Sigma_u$). Elle est très petite ($8 \cdot 10^{-21}$ cm^2). La section efficace pour exciter le niveau "C" ($2^1\Pi_u$) est plus grande et peut être évaluée d'après le travail de Corrigan et Von Engel [46]. Elle est de l'ordre de $6 \cdot 10^{-18}$ cm^2 à son maximum, c'est-à-dire un ordre de grandeur plus petite que la section efficace pour la raie de Lyman α. En outre l'énergie émise est partagée entre un grand nombre de raies et on ne peut guère espérer les voir avec les spectrographes peu lumineux utilisés dans cette région du spectre.

L'ion moléculaire n'a pas, pratiquement, de niveaux excités stables. Cependant les différents niveaux de rotation dans le fondamental peuvent être divisés et présenter une structure fine ou hyper fine à laquelle est associé un spectre en radiofréquence (Burke [103], Mizushima [104]) dont la raie la plus intense se situe à 1467 MC/s. Aucune mesure expérimentale n'a été faite et aucune donnée n'existe sur la probabilité d'exciter une telle raie quoique Stankevich [105] indique que, dans les espaces interstellaires, on peut espérer la voir s'il y a plus de 0,2 % d'ion H_2^+ par rapport à l'hydrogène.

Malgré la faiblesse du signal, un certain nombre de raies de la molécule ont pu être détectées et étudiées dans le visible. La plus intense d'entre elles est située à 4928,64 Å. Elle est composée des deux transitions suivantes :

$$G\ ^1\Sigma_g \longrightarrow B\ ^1\Sigma_u$$

4928,64

$$I\ ^1\Pi_u \longrightarrow B\ ^1\Sigma_u$$

La figure 7-7a donne l'oscillogramme de la raie $H_2$4928 et de la raie H_β obtenue dans une même série d'expériences. Les intensités de ces deux raies sont reportées sur la figure 7-7b où elles sont comparées aux intensités calculées à l'aide du modèle D + R dans les conditions suivantes : $N = 10^{14}$ cm^{-3} $kT_e = 8$ eV $kT_H = 1,5$ eV $x_o = 0,037$. Cette dernière valeur est imposée par le temps de passage au maximum de l'intensité de H_β. Cette figure appelle les remarques suivantes :

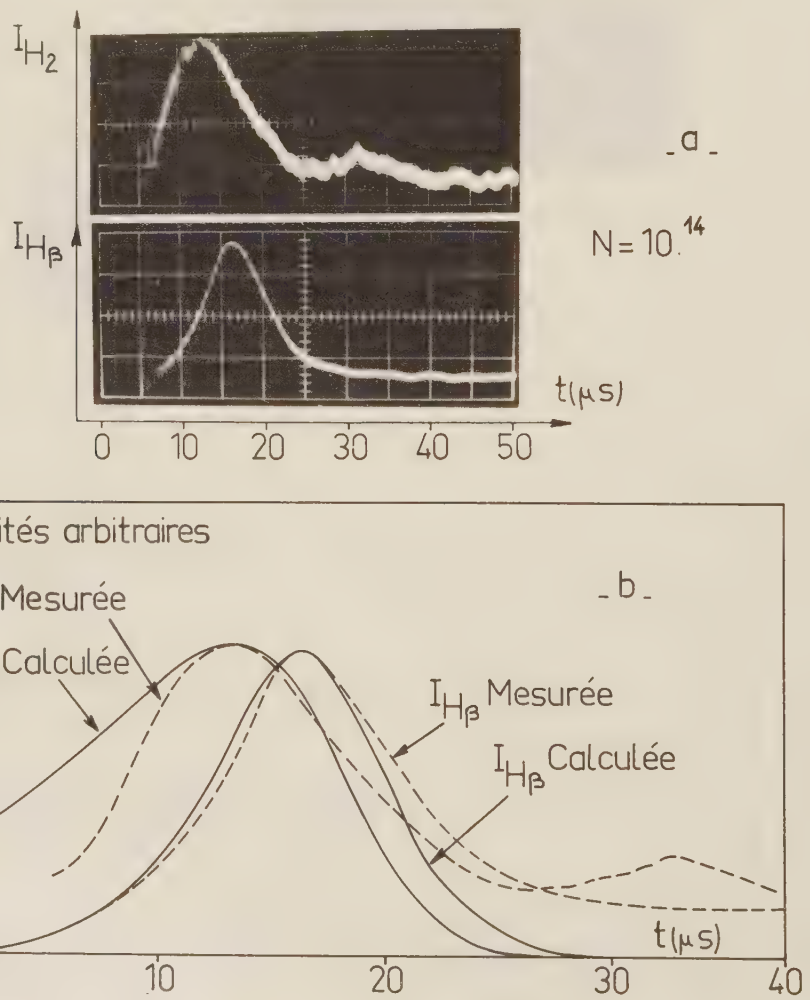


Figure 7-7 - Interprétation des raies moléculaires et atomiques à l'aide du modèle D + R. $kT_e = 8$ eV, $kT_H = 1,5$ eV, $N = 10^{14}$, $x_o = 0,037$.

- l'intensité résiduelle de la raie H_β après le pic d'émission est sensiblement plus grand que dans les autres séries d'expérience. La présence de ce plateau est due à l'influx de particules neutres venant de la périphérie de la colonne de plasma en particulier des parois. Le même plateau accompagne la raie moléculaire.

- la position du maximum de la raie moléculaire est au temps prévu par le calcul.

- La montée de l'intensité de la raie moléculaire est notablement différente de ce que prévoit le calcul.

Ceci peut être expliqué, à nouveau, par une température plus faible au début de la décharge. De plus, dans le calcul théorique, le coefficient de prédissociation découle directement du coefficient de préionisation de telle manière que :

$$v_o = 1 - \frac{x_o}{2}$$

C'est-à-dire qu'il n'y a pas d'atomes à l'origine ; v_o est alors nécessairement une valeur maximum. Par suite, le nombre de molécules, trop grand à l'origine, conduit à une surestimation de l'intensité de la raie moléculaire.

C - L'INTENSITE DES RAIES SPECTRALES -

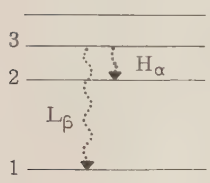
Nous avons vu que l'intensité relative d'une raie spectrale, exprimée en nombre de photons par seconde et par cm³ est :

$$I_{ji} \sim A_{ji} Nu_j \mathcal{C}_{ij}$$

Deux types de mesures ont été faites pour tenter une vérification expérimentale du modèle. Le premier consiste à mesurer le coefficient de transmission et a le comparer avec le résultat des calculs.

Le second est la comparaison des diverses fonctions $I_{ji}(N)$ avec les mêmes fonctions mesurées.

a) Rapport d'intensité des raies L_β et H_α.



L'étude du rapport d'intensité des raies L_β et H_α est intéressante pour deux raisons. Le niveau supérieur de ces deux transitions étant commun, le rapport ne dépendra pas des conditions d'excitation du niveau 3 ; la raie L_β étant une transition résonnante son coefficient d'absorption sera nettement plus grand que celui de la raie H_α

Reprenons l'expression de I_{ji} donnée par 6-21 et faisons le rapport

$$\frac{I_{31}}{I_{32}} = \frac{K_{31}}{K_{32}} \cdot \frac{A_{31}}{A_{32}} \cdot \frac{h\nu_{31}}{h\nu_{32}} \cdot \frac{\mathcal{C}_{31}}{\mathcal{C}_{32}} \qquad (7\text{-}1)$$

soit

$$\frac{I_{31}}{I_{32}} = \mathcal{K} \frac{\mathcal{C}_{31}}{\mathcal{C}_{32}} \qquad (7\text{-}2)$$

Le rapport des intensités ne dépend donc que des coefficients de transmission. Si $\mathcal{C}_{32}$ est égal à l'unité on obtient une mesure de $\mathcal{C}_{31}$. Il est cependant nécessaire de connaître le coefficient $\mathcal{K}$. Il peut être calculé, mais il peut aussi, en principe être mesuré en travaillant à une densité assez faible pour que le rapport $\mathcal{C}_{31}/\mathcal{C}_{32}$ soit égal à l'unité. On a alors :

$$\mathcal{K} = \left(\frac{I_{31}}{I_{32}}\right)_{lim.}$$

Soit R_M la valeur du rapport $\mathcal{C}_{31}/\mathcal{C}_{32}$ à l'instant auquel les raies ont leur intensité maximum. Ce rapport peut être calculé à l'aide des solutions du système d'équations 6-20. Il peut être mesuré et l'on a l'on a alors :

$$R_M = \frac{I_{31}/I_{32}}{(I_{31}/I_{32})_{lim}}$$

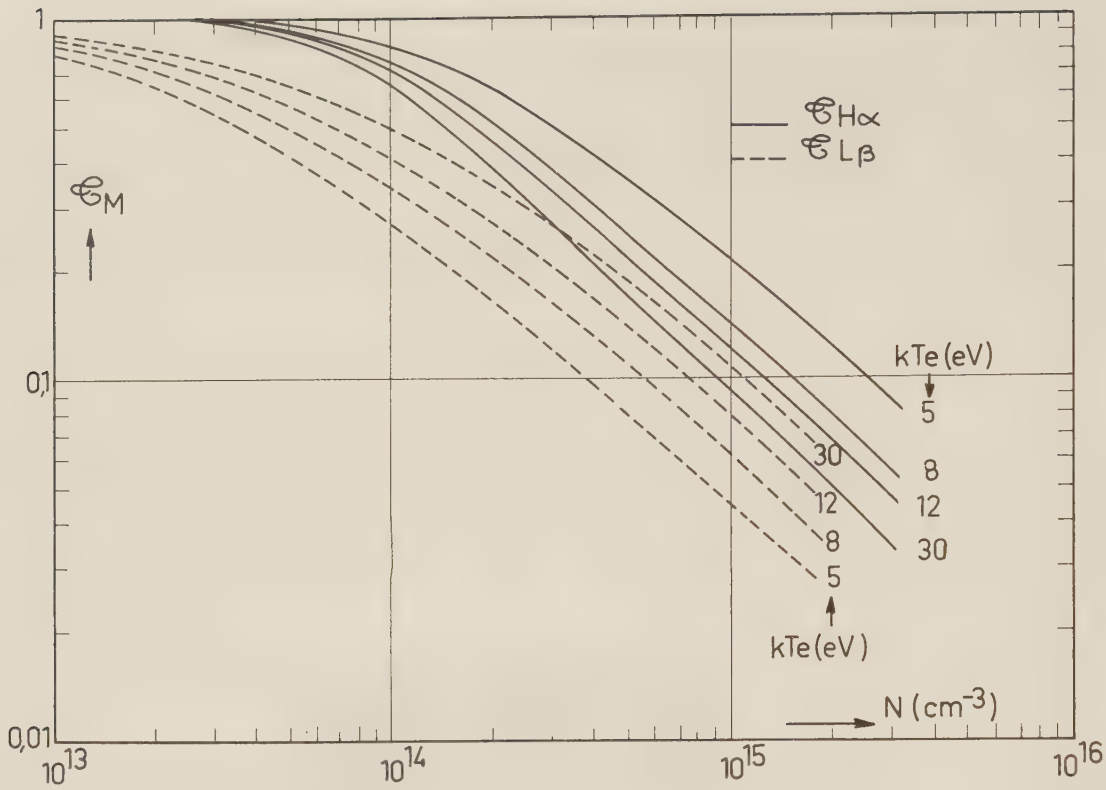


Figure 7-8 - Coefficient de transmission moyen pour les raies $L\beta$ et $H\alpha$ à l'instant de leur maximum d'intensité (modèle D + R).

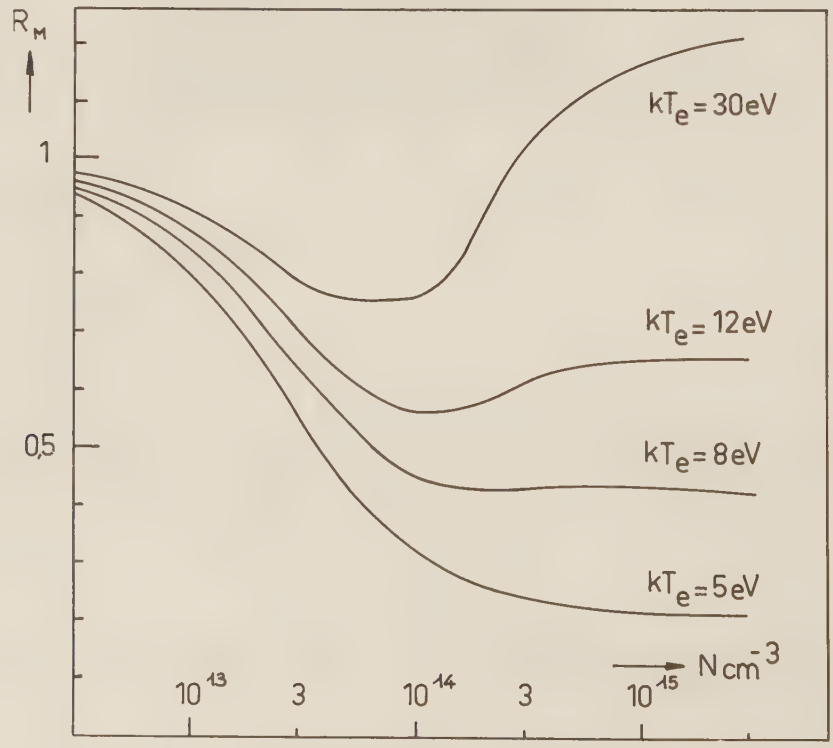


Figure 7-9 - Rapport $R_M = \frac{\mathcal{T}_M(L_\beta)}{\mathcal{T}_M(H_\alpha)}$ en fonction de N déduit des courbes de la figure 7-8.

Le rapport R_M est une fonction de la densité et de la température.

a.1 - Etude théorique du rapport R_M.

Lors du traitement du système d'équations 6-20 on calcule les différents coefficients $\mathcal{C}_{ij}$ en fonction du temps pour chaque cas traité.

Il existe une légère différence entre les temps t_m des raies L_β et H_α. Les coefficients $\mathcal{C}_{31}$ et $\mathcal{C}_{32}$ considérés sont ceux correspondant au temps $\frac{1}{2}[(t_m)_{H\alpha} + (t_m)_{L\beta}]$. Leur variation pendant le court instant en cause est suffisamment faible pour ne pas introduire d'erreur.

Le système d'équations 6-20 est résolu à température constante pour une série de densités N. Il est alors possible de tracer les courbes représentatives des fonctions $\mathcal{C}_{31}(N)$ et $\mathcal{C}_{32}(N)$ pour diverses températures. (figure 7-8). De ces courbes, sont déduites les différentes fonctions $R_M(N)$ (figure 7-9) qui partent de un pour les faibles densités pour tendre vers des constantes vers les hautes densités. Pour les températures élevées de rapport R_M peut devenir plus grand que l'unité c'est-à-dire que la raie H_α est plus réabsorbée que la raie résonnante L_β. Ceci n'entraîne d'ailleurs pas que le niveau 2 soit plus peuplé que le niveau 1, car $f_{32}/f_{31} = 8,3$ et $\Delta\nu_{32}/\Delta\nu_{31} = 0,15$ par suite, à population égale la profondeur optique pour H_α est 55 fois plus grande que celle de L_β.

Dans la pratique, la densité N et la température T_e varient simultanément et il est nécessaire de tracer un diagramme densité-température à valeurs de R_M constantes. Un tel diagramme, tracé à partir d'un réseau serré de courbes du type de celles de la figure 7-9 est représenté sur la figure 7-10.

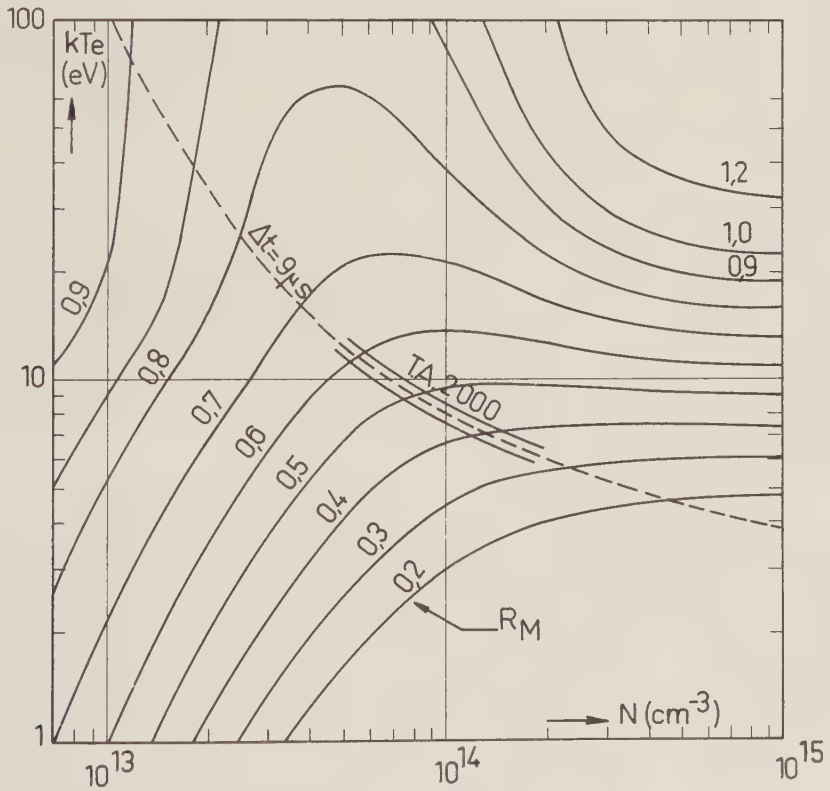


Figure 7-10 - Diagramme densité-température à R_M constant et courbe de température en fonction de la densité.

Il est maintenant possible de tracer sur ce même diagramme la fonction $T_e(N)$ d'une machine donnée ; cette fonction peut avoir été obtenue par une méthode quelconque. Il serait naturellement préférable qu'elle soit complètement indépendante. Pour T.A. 2000 la seule courbe disponible est celle de la figure 7-4. Elle est reportée sur la figure 7-10 sous forme d'une courbe double correspondant à l'incertitude sur Δt et sur N. En pointillé est représentée la courbe $T_e(N)$ pour $\Delta t = 9\ \mu s$.

Les intersections de cette courbe avec les courbes R_M = cte donnent la fonction R (N) du plasma considéré.

Mesure simultanée de N et de T_e.

La mesure du rapport R_M permet, réciproquement d'obtenir N et T_e. En effet la mesure de Δt détermine une fonction unique, pour une expérience donnée, de T_e et de N que l'on peut tracer à l'aide de courbes du type de celles données par la figure 7-2a. Cette courbe reportée sur le réseau de la figure 7-10 coupe la courbe du rapport R_M mesuré en un point qui donne T_e en N.

a.2 - Mesure expérimentale de la fonction $R_M(N)$.

1 - Dispositif expérimental.

La mesure de $\mathcal{K}$ par la méthode consistant à atteindre la limite du rapport I_{31}/I_{32} évite d'évaluer des coefficients géométriques mais aussi de tenir compte de facteurs dépendant de la longueur d'onde (réflexion sur les réseaux, miroirs etc). Par contre il demeure nécessaire d'observer avec les deux monochromateurs utilisés la même région du plasma. Pour s'affranchir de cette dernière difficulté le montage représenté sur la figure 7-11 a été utilisé.

Le spectrographe sous vide observant la raie L_β est aligné selon un petit diamètre D du plasma. Une certaine épaisseur de gaz neutre occupe le tube de raccordement qui peut être pompé. Cependant ce gaz doit être à l'état moléculaire et n'intervient donc pas dans les processus de transfert de la lumière, issue de l'atome.

Un photomultiplicateur mesure l'intensité de la raie L_β qui est affichée par une des traces d'un oscilloscope à deux voies.

Simultanément un système optique conjugue une fente de sortie du spectrographe sous vide, coïncidant avec l'ordre zéro, avec la fente d'entrée d'un monochromateur du type Ebert-Fastie calé sur la longueur d'onde de la raie H_α. L'intensité de cette raie, observée par un photomultiplicateur, est envoyée sur la seconde trace de l'oscillographe à deux voies.

Dans un tel montage on est assuré de regarder la même région du plasma. S'il en est ainsi le rapport I_{32}/I_{31} doit se conserver dans une série de décharges faites dans les mêmes conditions. Or, si ceci est vrai globalement, il n'est plus de même si on analyse les imperfections du signal. Une irrégularité peut apparaître sur une raie et non sur l'autre. Il faut en conclure que certaines zones du plasma, situées sur l'axe de visée du spectrographe, sont vues pour H_α mais non pour L_β (ce qui est possible aux profondeurs optiques considérées) et qu'il existe des irrégularités locales.

En outre, l'ouverture de l'ensemble est faible et l'intensité observée, surtout aux basses densités est très fluctuante Il est apparu nécessaire de faire des moyennes sur de nombreuses décharges. Pour la même raison, les mesures ont été faites au maximum des raies pour lequel la précision sur l'intensité est la meilleure.

2 - Mesure de $\mathcal{K}$.

Nous avons vu que la décharge ne s'amorce pas en dessous d'une pression de l'ordre de $8 . 10^{-4}$ mmHg soit une densité de $5 . 10^{13}$ atomes d'hydrogène par cm^3 (densité équivalente à l'origine). A cette densité, le facteur de transmission pour L_β vaut $8 . 10^{-2}$ si $kT_e = 5$ eV. La mesure de $\mathcal{K}$ nécessite donc une densité encore plus faible. Dans ce but, ont été utilisés des mélanges hélium-hydrogène à faible proportion d'hydrogène. La limite d'une telle méthode est l'intensité du signal à mesurer. La densité minimum utilisée est comprise entre 10^{13} et $1,5 . 10^{13}$ atomes d'hydrogène par cm^3 correspondant à des mélanges à 5 % d'hydrogène. En ce qui concerne la température, une telle décharge est assimilée à une décharge dans l'hydrogène pur à la même densité totale.

Dans ces conditions ($N = 10^{13}$, $kT_e = 8$ eV) la figure 7-9 montre que $\mathcal{C}_{32} = 1$ et $\mathcal{C}_{31} = 0,85$ et que l'erreur sur T_e n'entraîne qu'une faible erreur sur $\mathcal{C}_{31}$. Quoique faible, la réabsorption de la raie L_β n'est pas nulle et on devra introduire un facteur correctif sur le rapport limite mesuré que vaut 1,18.

La valeur moyenne sur plusieurs dizaine d'expériences donne

$$\left(\frac{I_{31}}{I_{32}}\right)_{N=10^{13}} = 1,8 \pm 9\ \%$$

soit

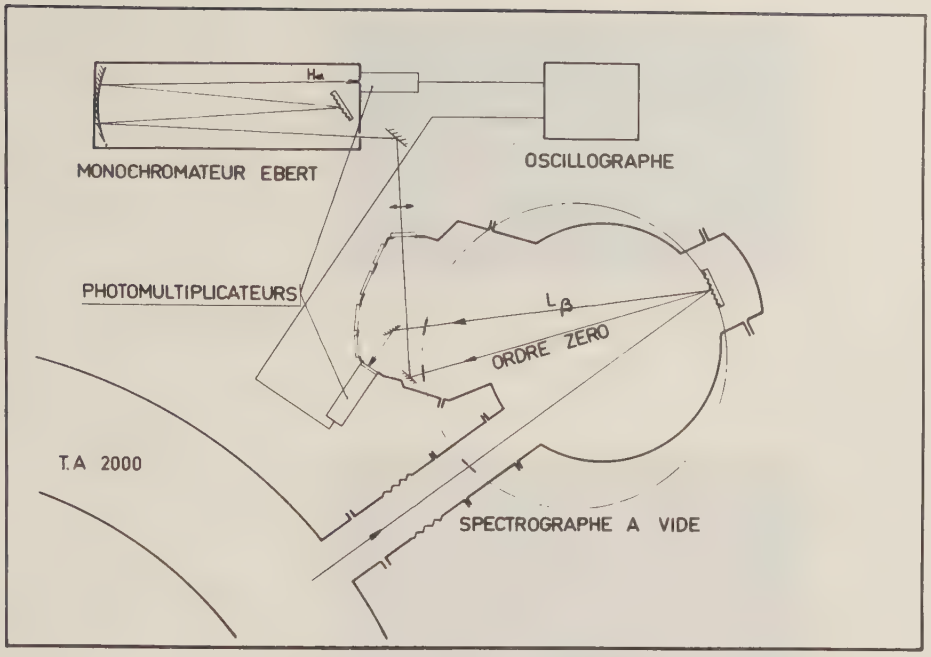


Figure 7-11 - Montage expérimental pour la mesure de R_M.

$$\left(\frac{I_{31}}{I_{32}}\right)_{lim} = 2.12 \pm 9\ \%$$

soit enfin

$$\mathcal{K} = 0,47 \pm 9\ \%$$

Naturellement, cette valeur de $\mathcal{K}$ est particulière à une série d'expériences faites avec un réglage déterminé des deux chaînes de détection. Ces conditions de réglage pouvant varier, les expériences de mesure de $\mathcal{K}$ ont été couplées avec la mesure du rapport I_{31}/I_{32} à une pression qui a ensuite servi de point de normalisation pour les autres expériences. Ce point est à $N = 1,6 . 10^{14}$ et on calcule alors :

$$\frac{\mathcal{C}_{31}}{\mathcal{C}_{32}} = 0,38 \pm 13\ \%$$

3 - Mesure de R_M en fonction de N

Le rapport I_{31}/I_{32} a été mesuré pour une série de pressions situées dans le domaine de travail de T.A. 2000. Chaque pression a fait l'objet de mesures sur plusieurs dizaines de décharges. La figure 7-12 donne un exemple des oscillogrammes enregistrés l'un pour une pression assez élevé, l'autre pour la pression minimum.

Les résultats de ces mesures sont rassemblés dans le tableau ci-dessous :

P_{H_2} (mmHg)	$N_H (cm^{-3})$	$\frac{I_{31}}{I_{32}}$ (brut)	$\frac{I_{31}}{I_{32}} = R_M$ (normalisé)
$8,2 . 10^{-4}$	$5,8 . 10^{13}$	0,762 ± 5 %	0,555 ± 18 %
$1,2 . 10^{-3}$	$8,4 . 10^{13}$	0,697 ± 5 %	0,507 ± 18 %
$1,75 . 10^{-3}$	$1,2 . 10^{14}$	0,595 ± 5 %	0,433 ± 18 %
$2,43 . 10^{-3}$	$1,7 . 10^{14}$	0,510 ± 3 %	0,371 ± 16 %
$3,4 . 10^{-3}$	$2,4 . 10^{14}$	0,438 ± 3 %	0,319 ± 16 %

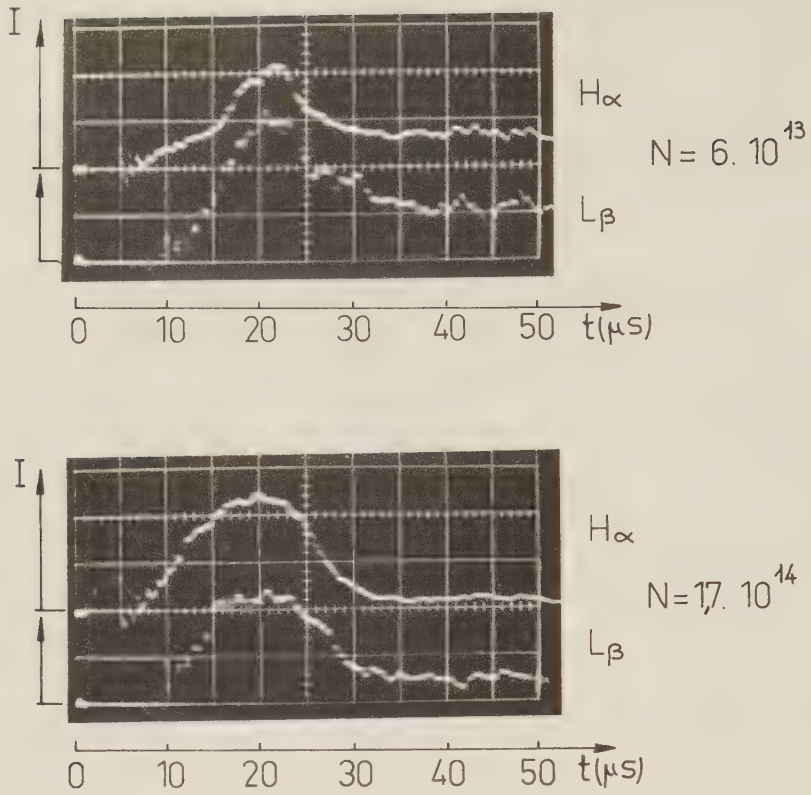


Figure 7-12 - Evolution des raies L_β et H_α pour deux valeurs de la densité initiale N.

L'erreur finale est la somme des erreurs relatives sur le facteur de normalisation et le rapport I_{31}/I_{32} brut.

Ces valeurs sont reportées sur la figure 7-13 sur laquelle la courbe $R_M(N)$ théorique déduite du diagramme 7-10 a été tracée sous forme de deux courbes délimitant la zone d'incertitude. On a également porté le point d'étalonnage ($N = 1,25 \pm 0,25 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}) correspondant à $R_M = 0,85$.

La coïncidence des valeurs mesurées de R_M avec la courbe théorique est assez bonne. Cette mesure peut être considérée comme un test favorable à la validité du modèle d'ionisation adopté.

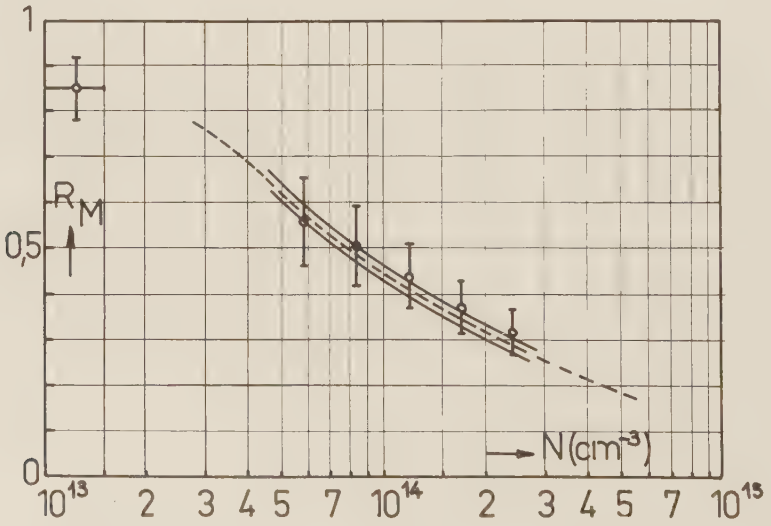


Figure 7-13 - Comparaison de la fonction $R_M(N)$ calculée (déduite de la figure 7-10) à la fonction $R_M(N)$ mesurée.

b) Intensité relative des raies en fonction de N.

L'intensité relative d'une raie exprimée en nombre de photons par cm^3 et par seconde s'écrit :

$$I_{ji} \sim A_{ji} N u_j \mathcal{C}_{ij}$$

Cette intensité étant proportionnelle à $\mathcal{C}_{ij}$ sa variation en fonction de N devrait être assez différente pour les raies résonnantes L_α L_β et pour les raies non résonnantes H_α H_β.

La résolution du système d'équations 6-20 fournit la valeur théorique que l'on peut comparer avec les mesures.

La densité N et la température T_e variant simultanément nous adopterons une méthode similaire à celle utilisée pour le calcul de R_M. Pour chaque raie il existe un réseau de courbes à intensité maximum constante, dans un diagramme $N - T_e$. Les intersections de ces courbes avec la courbe représentative de la fonction $T_e(N)$ de T.A. 2000 donne l'intensité calculée de la raie en fonction de la densité, N, dans T.A. 2000. Les fonctions $I_{ji}(N)$ ainsi déterminées pour chacune des raies L_α L_β H_α H_β sont représentées par les courbes de la figure 7-14. Les intensités sont exprimées en nombres relatifs de photons cm^{-3} sec^{-1} et sont comparables entre elles.

On remarque que les deux raies résonnantes ont un comportement différent des deux autres vers les hautes densités traduisant l'effet plus important de la réabsorption.

Pour chacune de ces raies on a mesuré la valeur relative de l'intensité dans la gamme des pressions usuelles ($5 . 10^{13} < N < 2,5 . 10^{14}$). Chaque raie à fait l'objet d'un grand nombre de mesures en particulier dans l'ultraviolet lointain pour lequel le signal est plus faible et plus irrégulier. La mesure de l'intensité est faite au maximum d'émission. La précision est estimée à ± 10 %. Les différents points expérimentaux sont reportés sur la figure 7-14 après normalisation en un point sur la courbe théorique correspondante.

Pour H_β deux séries distinctes de mesures sont représentées. Tandis que pour L_α seuls, deux points ont été mesurés.

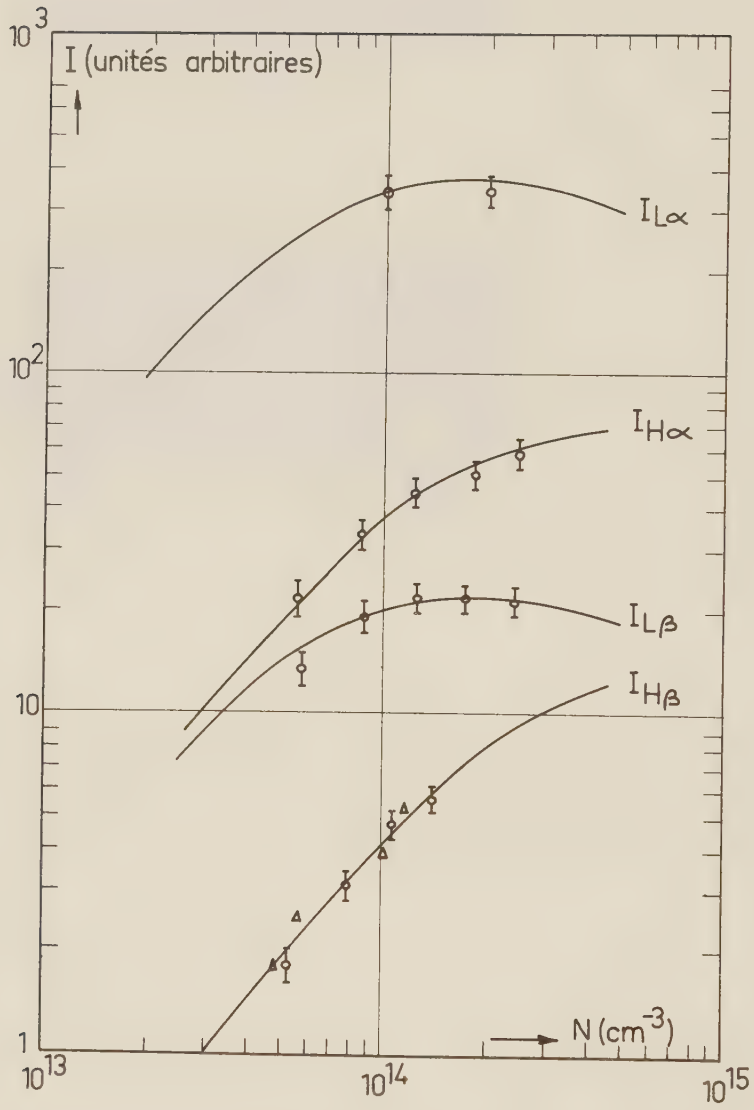


Figure 7-14 - Intensités relatives au pic d'émission en fonction de la densité initiale N : courbes calculées et valeurs mesurées.

VIII - LA PRÉIONISATION

Le but de la prédécharge est d'obtenir des conditions d'amorçage de la décharge principale reproductibles et définies. Il a été montré [27] qu'en l'absence de cette prédécharge le courant n'apparaît qu'après un certain temps suivant l'application du champ électrique. Durant cette période, le degré d'ionisation est faible tandis que le champ maximum donne naissance à des électrons découplés générateurs du rayonnement X observé.

Le même phénomène se produit au début de la prédécharge. Cependant qu'après une centaine de microsecondes les électrons découplés ont disparu et le plasma se trouve dans un état stationnaire de conditions relativement bien déterminées au moment de l'amorçage de la décharge principale.

A - CARACTERISTIQUES DE LA PREDECHARGE -

La prédécharge, dont la méthode de production a été décrite dans le chapitre II, se compose d'une période de croissance durant une cinquantaine de microsecondes et d'une période qui apparaît, pour un certain nombre de propriétés, comme stationnaire. La figure 8-1 donne quelques éléments de cette prédécharge : le courant, la densité électronique et l'intensité de la raie H_β.

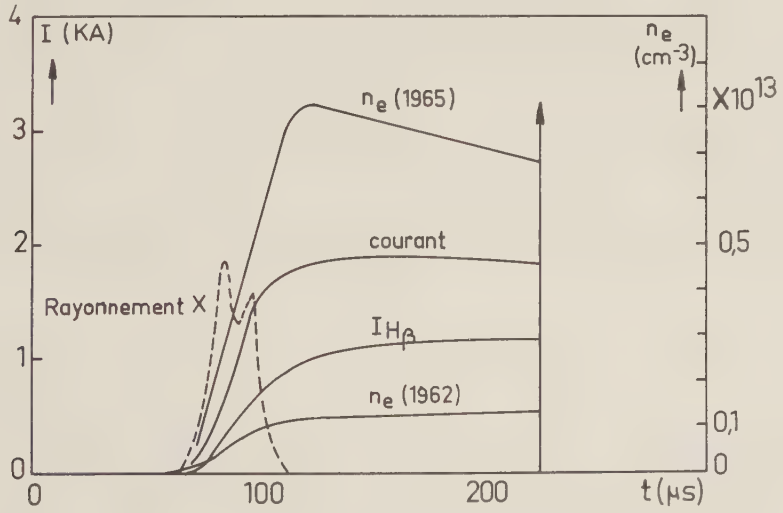


Figure 8-1 - Caractéristiques de la prédécharge.

La phase de croissance est caractérisée par la production de rayonnement X due aux électrons découplés, qui ont subi une accélération bétatronique sur de nombreux tours de la machine. Ceux-ci disparaissent dès que la densité électronique atteint une valeur notable ($\sim 5 \cdot 10^{12}$ cm^{-3}).

La mesure de la densité électronique à d'abord été faite à l'aide de microondes 8 mm (1962) elle donne une valeur correspondant à un degré d'ionisation de 1 % ($N = 10^{14}$ cm^{-3}). Ces mesures ont été reprises plus tard (1965) avec une longueur d'onde plus petite ($\lambda = 4$ mm) permettant une

mesure plus précise. La densité trouvée est sensiblement plus forte et correspond à un degré de préionisation de 7 à 8 %. Il semble que la valeur de 1 % soit nettement sous estimée et que l'on soit plus proche de la valeur donnée par le 4 mm comme l'ont déjà montré les mesures sur l'ionisation décrites précédemment.

Il apparaît, en outre une légère décroissance de la densité. Cette décroissance n'est peut être pas significative la précision de la mesure étant de $\pm 10^{12}$ cm^{-3}.

L'intensité de la raie H_β présente le même plateau et sa distribution radiale est assez plate avec un léger maximum sur l'axe de la machine.

La prédécharge a donc, durant une centaine de microsecondes, un caractère stationnaire. Il est intéressant d'en connaître la nature et d'autres caractéristiques telle que la température.

B - ETAT PSEUDOSTATIONNAIRE -

L'état stationnaire d'un plasma est déterminé par la compétition des processus produisant une réaction dans un sens avec les processus la produisant dans l autre. Un tel état stationnaire pour la prédécharge serait décrit par un système d'équations du type de celui déjà utilisé mais dans lequel on devrait introduire des termes de recombinaison électron-ion et un terme d'association atomique tenant compte de la reconstitution de la molécule. Les difficultés liées à ce dernier phénomène ont déjà été signalées (ch. 6 § B). Il est assez difficile, dans ces conditions d'évaluer une constante de temps pour le développement des phénomènes. On peut cependant obtenir un ordre de grandeur en prenant l'inverse du produit du coefficient de réaction par la densité électronique.

Prenons $kT_e = 3$ eV, $N = 10^{14}$ cm^{-3} et un degré d'ionisation de 5 % ($n_e = 5 . 10^{12}$). Nous obtenons 400 µs pour la dissociation, 3 millisecondes pour l'ionisation de l'atome ou de la molécule. Pour des températures plus basses ces temps sont naturellement plus grands. Même à cette température, (nous verrons comment elle est évaluée) l'établissement de l'équilibre serait très lent ce qui est incompatible avec le temps de croissance observé (50 µs).

Il faut en conclure que la montée rapide de la densité est liée à la présence d'électrons découplés dont le rayonnement X ne décèle que les plus énergiques. Lorsque la densité a atteint une valeur suffisante les interactions faisceau-plasma arrêtent les électrons rapides(*). L'énergie est dégradée à l'état thermique et les électrons ont une température de l'ordre de 3 eV. Le plasma va alors évoluer avec les constantes de temps calculées plus haut et, durant la période d'observation précédant l'amorçage de la décharge principale (~ 100 µs), les caractéristiques ne changent pas appréciablement et on observe un plasma pseudostationnaire. Sa composition est naturellement inconnue (exceptée la densité électronique). Cependant nous ferons l'hypothèse suivante :

La composition du plasma à la fin de la prédécharge est donnée par le modèle D + R lorsque la densité électronique a atteint la valeur $x_o N$ de la prédécharge pour la même valeur de la température T_e et de la densité initiale N.

Par suite, connaissant la densité, il est possible de déterminer la température si on sait comparer l'intensité de la raie H_β dans la préionisation et dans la décharge principale.

C - INTENSITE DE LA RAIE H_β.

a) Mesures.

Les deux oscillogrammes de la figure 8-2 a et b donnent l'un la fin de l'évolution de l'intensité de H_β durant la préionisation, l'autre l'intensité de la même raie pendant la décharge principale. L'expérience est faite dans les conditions usuelles ($N = 10^{14}$) et les deux photos sont prises pour deux décharges successives sans aucune modification sur le montage. Seule une densité optique a été interposée pour la mesure pendant la décharge principale (d = 1,5) sur la figure 8-2c est reportée l'intensité en échelle log.

Le rapport d'intensité entre le pic et la préionisation est de 60.

(*) Voir par exemple C. Etievant, thèse Paris, Décembre 1963.

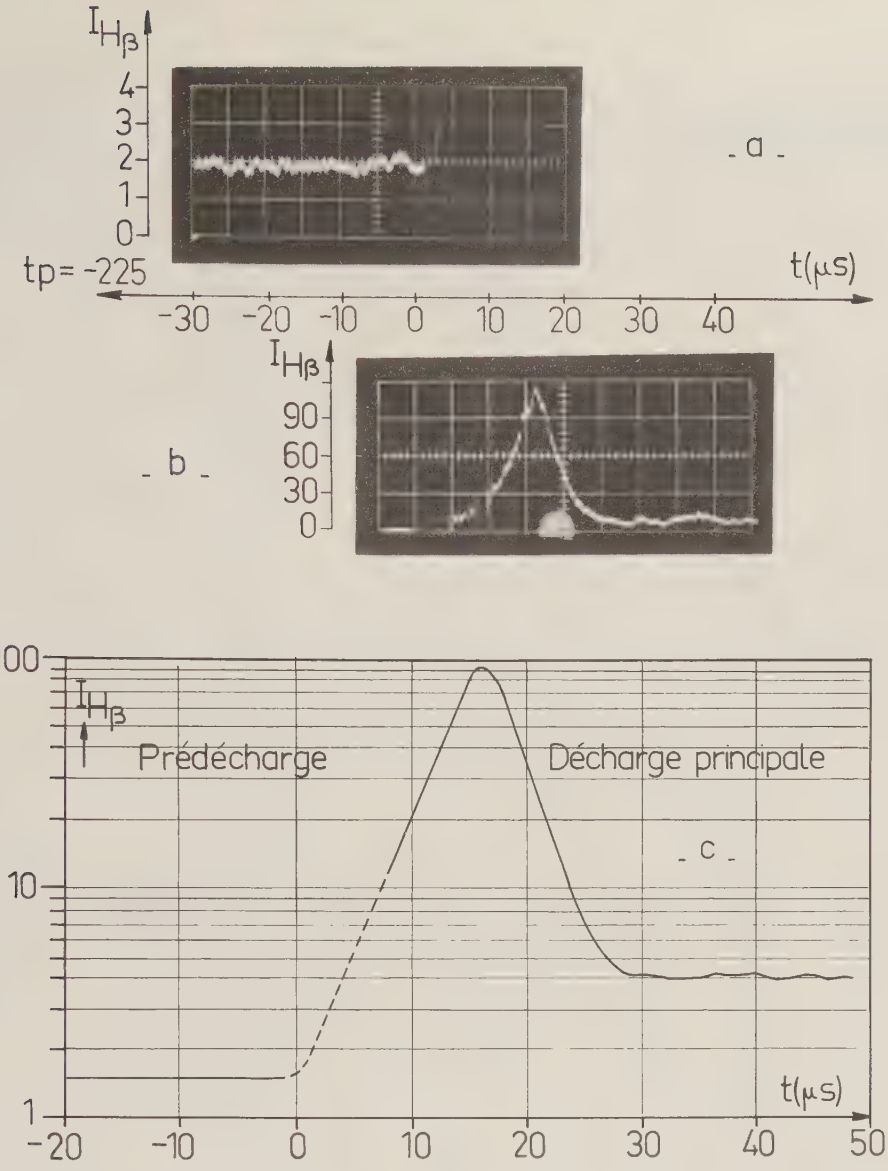


Figure 8-2 - Evolution de l'intensité de la raie H_β à la fin de la prédécharge et durant la décharge principale.

c) Calcul de $I_{H\beta}(T_e, n_e)$.

La solution du système d'équations décrivant le modèle D + R permet de tracer des courbes donnant l'intensité de la raie H_β en fonction de T_e pour une valeur de x.

La figure 8-3 donne la famille de courbes $I_{H\beta}(T_e, n_e)$ pour une densité initiale $N = 10^{14} cm^{-3}$. Cette intensité est exprimée en nombre de photons par cm^3 et par seconde. On remarque que, pour les x petits, l'intensité passe par un maximum vers $kT_e = 10$ eV. Ceci est une manifestation de la réabsorption. Le niveau 2 devient plus peuplé par choc quand la température augmente. Pour les degrés d'ionisation élevés la densité totale en atomes d'hydrogène est assez faible pour que ce phénomène ne se manisfeste plus.

La courbe discontinue correspond à la valeur maximum de l'intensité de H_β. Elle n'est liée à aucune valeur déterminée de x (mais cependant voisine de 0,5). La valeur de cette intensité, correspondant à la température mesurée, soit $kT_e = 8$ eV divisée par 60 nous permet de tracer une droite horizontale correspondant à l'intensité de la raie H_β dans la prédécharge pour une température indéterminée.

Cette droite est tangente à la courbe $I_{H\beta}(T_e, x = 0,037)$. Par conséquent, x ne peut être inférieur à 0,037. On aura donc :

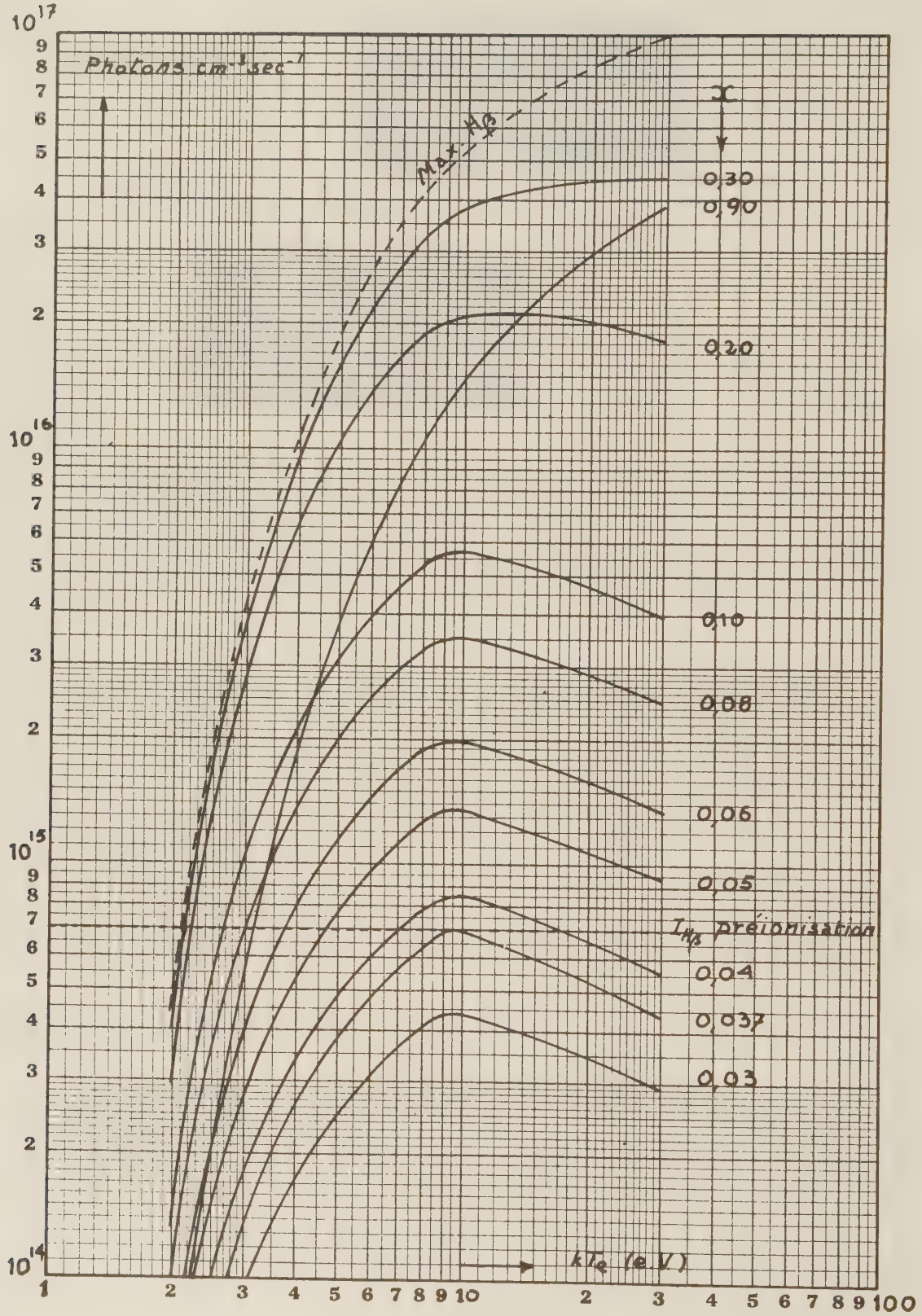


Figure 8-3 - Intensité instantanée de la raie $H\beta$ en fonction de la température électronique pour une valeur donnée de la densité relative des électrons, x (modèle D + R).

$$0,04 < x < 0,08$$

étant bien évident que la valeur 0,037 est encore trop faible car on aurait, dans la préionisation une température plus grande que dans la décharge principale.

Aux deux bornes ci-dessus correspondent deux températures qui sont lues aux intersections de la droite $I_{H\beta}$ (préionisation) avec les courbes $I_{H\beta}(T_e,\ x = 0,04)$ et $I_{H\beta}(T_e,\ x = 0,08)$ soit :

$$3 < kT < 7 \text{ eV}$$

si l'on adopte la valeur de x donnée par les microondes $(0,07 \pm 0,01)$ on aura

$$\boxed{(kT_e) \text{ préionisation} = 3,3 \pm 0,3 \text{ eV}}$$

D - INTENSITE DES RAIES A L'ETAT STATIONNAIRE -

Il est intéressant de comparer l'intensité d'une raie évaluée dans les hypothèses du modèle utilisé ici avec l'intensité de la même raie dans l'hypothèse de l'état stationnaire déterminé par la compétition entre l'ionisation et la recombinaison.

Utilisant le groupe d'équations du modèle D + R, dans lesquelles les termes appropriés de recombinaison ont été ajoutés, on obtient la solution pour l'état stationnaire en faisant $\frac{dn}{dt} = 0$. Un tel calcul n'a pas été tenté. Un problème similaire a été résolu par McWhirter et Hearn [106] pour les ions hydrogénoïdes et dans l'hypothèse d'un plasma transparent.

Pour comparer les résultats, il est plus commode de considérer les populations des niveaux, en atomes excités par cm^3, plutôt que l'intensité des raies. McWhirter donne une formule permettant de calculer la population d'un niveau en fonction de la température T_e et de la densité électronique, n_e. Ces deux grandeurs étant choisies, l'état stationnaire est complètement défini en particulier la population du niveau fondamental qui, dans le cas où on néglige la réabsorption, peut être confondue avec le nombre total d'atomes d'hydrogène sur tous les niveaux.

Dans le cas pratique que nous considérons ici la grandeur connue est le nombre d'atomes (sous forme moléculaire) à l'origine $N = 10^{14}$. Cette densité n'est pas celle à considérer puisque toutes les molécules ne sont pas dissociées. On peut par exemple prendre pour N_H la valeur donnée par le modèle D + R pour $N = 10^{14}$ $kT_e = 3$ eV et $x = 0,08$ soit 50 % d'atomes, mais cette valeur est arbitraire puisque les conditions de dissociations pendant la phase de croissance de la prédécharge sont inconnues. Elle constitue certainement une valeur maximum puisque les électrons énergiques du début sont assez inefficaces pour la dissociation.

Adoptons cependant cette valeur ; les conditions du calcul sont alors les suivantes :

$$n_e = 8 \cdot 10^{12} \qquad T_e = ? \text{ inconnue}$$

$$n_H = 5 \cdot 10^{13} \qquad n_H^*(4) = ? \text{ inconnue}$$

$n_H^*(4)$ étant la population du niveau 4.

Connaissant n_e et n_H, l'état d'équilibre nous donne la température soit $kT_e = 1$ eV.

La connaissance de n_e et de T_e permet de calculer $n^*(4)$ à partir des tables données par Mc Whirter et on obtient :

$$n^*(4) = 8,4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$$

Cette population, calculée dans les hypothèses faites plus haut et basée sur le rapport expérimental entre l'intensité dans la préionisation et au pic dans la décharge principale, est

$$n^*(4) = 8,3 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$$

On obtient donc un facteur 100 ce qui souligne la non existence de l'état stationnaire dans la préionisation.

IX - ÉTUDE DE L'HOMOGÉNÉITÉ DU PLASMA

Les modèles décrits représentent un plasma idéal homogène et confiné. Le modèle S et le modèle D sont valables localement et les inhomogénéités font que l'observation ne donne qu'un renseignement moyen sur une somme d'états locaux situés sur l'axe de visée du spectrographe. Il n'en est plus de même pour les modèles R et D + R qui font intervenir les dimensions du plasma. Quant au confinement, si les constantes de temps caractérisant les pertes et l'injection de particules venant de l'extérieur sont grandes devant le temps de relaxation entre électrons il n'y aura pas d'effet sur la validité des modèles, seule, la température s'en trouvera modifiée.

On peut souligner d'une façon simple l'effet des inhomogénéités en considérant par exemple la variation de la largeur Δt du pic de H_β venant d'une distribution radiale de densité ou de température. La largeur observée sera la somme pondérée des largeurs en tout point du diamètre et la température qui en est déduite ne représente qu'une moyenne.

L'introduction de paramètres tenant compte de distributions radiales dans les systèmes d'équations semble difficile. Cependant quelques mesures ont été faites pour se faire une idée sur l'homogénéité et la répartition radiale du plasma.

A - OBSERVATION A LA CAMERA A FENTE -

La méthode consiste à photographier la tranche d'un disque de plasma vu à travers la fenêtre longue du tore. La camera possède un miroir tournant qui permet de déplacer sur le film l'image de la tranche normalement à sa grande dimension. Les expériences tentées ont été vaines à causes de la faible luminosité du plasma. L'expérience a été reprise à l'aide d'une caméra électronique à fente.

La fente utilisée est la fenêtre longue elle-même ; à la vitesse de balayage utilisée sa largeur correspond à un temps de 0,5 microsecondes ce qui représente une résolution temporelle suffisante.

Le temps de balayage maximum est de 20 μs ce qui oblige à prendre une série de photos successives décalées dans le temps pour obtenir l'ensemble de la décharge.

Les images sont prises, soit en lumière globale, la pellicule utilisée est alors du polaroïd 3000 ASA, soit en lumière monochromatique en plaçant devant l'objectif un filtre interférentiel ; la pellicule utilisée est alors du polaroïd 10.000 ASA présentant une finesse sensiblement moins bonne.

Une série typique de ces photos est montrée sur la figure 9-1 ; le filtre utilisé correspond à la raie H_β.

En lumière globale, on distingue une zone noire durant moins de 10 microsecondes pendant laquelle l'hydrogène ne rayonne pas encore suffisamment. Après 20 microsecondes, l'hydrogène est en principe complètement ionisé. La lumière intense qui apparaît alors est émise par des impuretés venant des parois. Ces impuretés pénètrent dans la chambre d'une façon erratique. Elles peuvent, même pour des proportions modestes, rayonner sensiblement plus que l'hydrogène. L'émission est probablement localisée en surface comme le suggère l'analyse radiale de l'intensité des raies des ions de l'azote.

En lumière monochromatique cette émission a pratiquement disparu et la colonne de plasma est lumineuse seulement pendant la période d'émission de la raie H_β. Elle apparaît en outre assez homogène, et révèle une certaine striction.

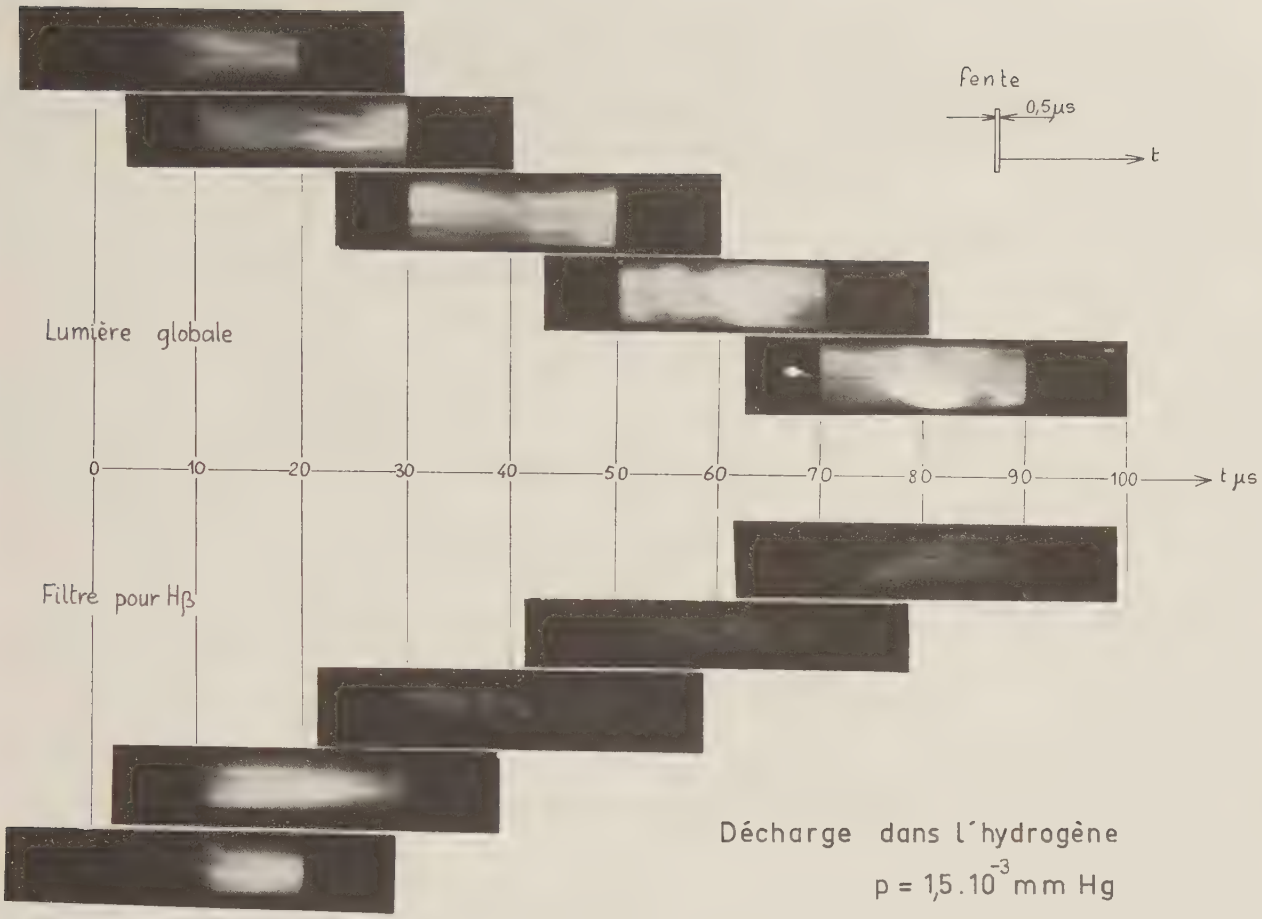


Figure 9-1 - Photographie à la caméra électronique à fente d'une tranche de la colonne de plasma en lumière globale et à l'aide d'un filtre interférentiel pour H_β ($P = 1,5.10^{-3}$ mm Hg).

B - ANALYSE RADIALE DE L'INTENSITE DES RAIES -

a) Dispositif expérimental.

On utilise un monochromateur du type Ebert-Fastie dont la fente d'entrée est conjuguée avec un segment de droite situé sur un petit diamètre vertical du tore vu à travers la fenêtre longue. Sur le trajet est intercalé un miroir tournant autour d'un axe horizontal ce qui permet de déplacer l'image de la fente d'entrée le long du diamètre. Le miroir concave utilisé pour la conjugaison a une grande distance focale si bien que la longueur miroir tournant plasma est grande vis-à-vis du diamètre de celui-ci et on peut considérer qu'il se déplace sur des axes parallèles horizontaux. Le grandissement est tel que l'image de la fente représente 1/10 du diamètre ou moins.

On obtient ainsi une série d'oscillogrammes représentant l'évolution des raies pour chaque hauteur h le long du diamètre. Cette répartition I(h) est liée à la distribution I(r) par l'intégrale d'Abel.

$$I(h) = 2 \int_{r=h}^{R} \frac{I(r)\, r}{(r^2 - h^2)^{1/2}}\, dr$$

Plusieurs méthodes ont été proposées pour le calcul de I(r) (voir réf. [107]). Pratiquement il a été utilisé un calculateur analogique construit au laboratoire [108].

b) Largeur et position des pics.

Les maximums de la raie H_β se situent toujours au même instant quelle que soit la position le long du rayon. La largeur est légèrement croissante quand on s'éloigne du centre. Cependant, le résidu de luminosité augmente avec le rayon et, au bord de la décharge le pic d'intensité n'est plus que deux fois plus grand que celui-ci par suite la largeur devient difficile à mesurer. Remarquons que la largeur trouvée au centre correspond à la largeur moyenne introduite dans les chapitres précédents.

c) Répartitions radiales.

Les résultats sont donnés sur la figure 9-2 a et b pour la raie H_2 4928 Å et la raie H_β 4861 Å.

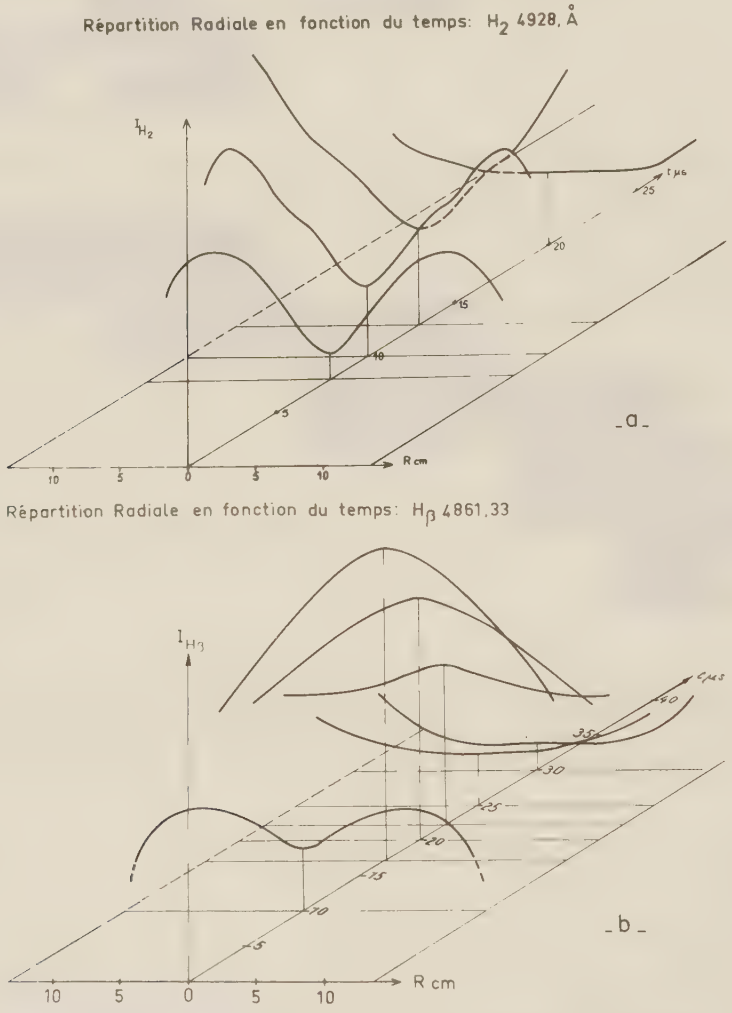


Figure 9-2 - Intensités relatives des raies moléculaires (a) et atomiques (b) en fonction du rayon de la décharge.

La raie moléculaire présente une dépression sensible au centre correspondant à une distribution périphérique des électrons pendant 20 µs, puisque les molécules sont certainement uniformément réparties dans la chambre.

La raie atomique a un minimum au centre pendant 10 à 15 microsecondes. Ensuite elle présente un maximum central.

L'interprétation de ces courbes peut se faire à l'aide de la figure 9-3

Les molécules occupent uniformément l'ensemble de la chambre. La décharge débute à partir des bords par effet de peau. Cependant ce phénomène ne peut être net car la préionisation a donné une densité de l'ordre de 8.10^{12}, uniforme. La molécule est excitée dans ce canal d'électrons ce qui s'exprime clairement par la répartition de la lumière observée.

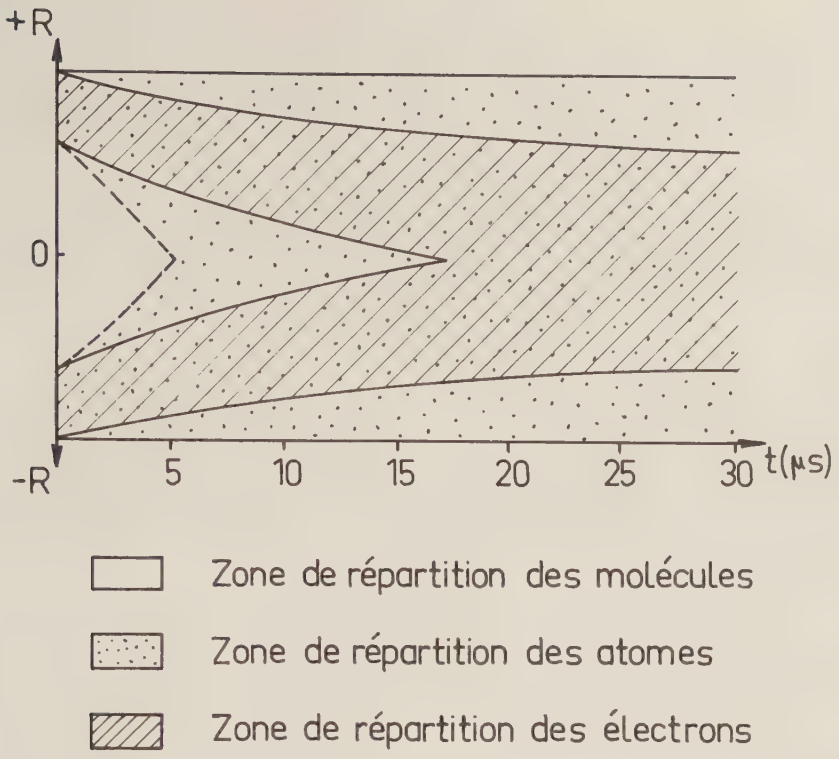


Figure 9-3 - Répartitions des espèces en fonction du temps.

Les neutres atomiques produits dans ce même canal possèdent une énergie cinétique de 2 eV minimum. A cette énergie les collisions neutre-neutre correspondent à un libre parcours moyen plus grand que le diamètre de la chambre tandis que la probabilité d'ionisation pendant ce trajet est d'environ 0,1. Par conséquent les atomes vont progresser vers le centre et après 5 µs, on peut estimer qu'une répartition uniforme s'est établie.

Dans cette image les parois interviennent comme simple réflecteur. En 15 µs environ les électrons ont atteint le centre tandis qu'ils subissent la striction à partir de l'extérieur.

La figure 9-3 est à rapprocher des photos prises à la caméra à fente. L'effet tubulaire manifesté par la lumière moléculaire très faible ne peut être vu.

Notons en outre que les expériences de sondages magnétiques permettent de se faire une idée sur le diamètre moyen du plasma après la striction, c'est-à-dire après une trentaine de microsecondes. C'est celui qui est indiqué sur la figure 9-3.

C - MESURE EN MICROONDES -

Nous avons vu que des mesures, à l'aide de microondes $\lambda = 4$ mm ont permis d'obtenir la densité électronique pendant la décharge de préionisation. En principe l'utilisation d'une longueur d'onde plus petite ($\lambda = 2$ mm) devait permettre d'étudier la décharge principale puisque la coupure est à $n_e = 2 . 10^{14}$ cm^{-3} et que la densité initiale des décharges usuelles est de 10^{14} cm^{-3}. Notons cependant que la striction doit être suffisante pour dépasser cette densité critique vers 30 µs.

Pratiquement deux caractères des résultats obtenus en utilisant la longueur d'onde de 2 mm sont à souligner.

1/ On observe la coupure pendant toute la durée de la décharge, à partir de 20 µs. Ceci pendant les deux premières demi-alternances du courant (600 à 800 µs). Ensuite le plasma décroît et on observe le défilement d'une trentaine de franges. Si l'on suppose, à l'instant de l'apparition des franges, une répartition radiale de Gauss de la densité électronique sa largeur à mi-hauteur est d'une dizaine de centimètres.

2/ Pendant les 20 premières microsecondes le nombre de franges qui précèdent la coupure est réduit et ne dépasse pas cinq. La coupure atteinte, le plasma reste au voisinage de la densité critique jusqu'à 70 µs environ. On peut donc, durant ces 20 µs avoir soit une distribution en cloche , type de Gauss, très étroite (de l'ordre de 3 cm) soit un plasma tubulaire d'une épaisseur du même ordre. Naturellement la seconde explication sera admise en accord avec les résultats précédents.

Les mesures de transmission confirment ces résultats.

Durant les 70 premières microsecondes la densité peut donc être considérée comme constante après la période d'ionisation et de striction. Les pertes éventuelles de particules vers les parois sont compensées par l'injection de matière venant de l'extérieur du plasma.

D - CONCLUSION -

Une structure tubulaire, sans doute assez floue existe pendant les 20 premières microsecondes de la décharge. Un tel comportement est bien connu pour des décharges plus rapides. L'effet est alors plus marqué (voir par exemple réf [109]). La première contraction est accompagnée d'une onde de choc radiale qui peut se réfléchir au centre et produire une série de dilatations et de compressions. Notons que la vitesse de propagation du front d'ionisation que l'on peut évaluer à partir de la figure 9-3 est un peu supérieure à la vitesse du son dans l'hydrogène à la température ambiante.

X - CONCLUSIONS

Le modèle général proposé décrit d'une façon satisfaisante les processus se déroulant durant la phase d'ionisation de l'hydrogène dans une décharge homogène et uniforme.

Les erreurs peuvent provenir :

1/ De l'imprécision des coefficients de réaction déduits des sections efficaces parfois mal connues. Nous devons noter la multiplication, à l'heure actuelle, des publications à ce sujet, en particulier pour la molécule ; souvent les nouvelles valeurs sont sensiblement différentes des anciennes. Nous ne pensons cependant pas que les résultats soient sensiblement modifiés.

2/ Des hypothèses introduites pour la réabsorption des raies. Nous avons vu que la majorité d'entre elles sont justifiées. Cependant, même pour un plasma homogène, la répartition radiale des niveaux de l'atome cesse d'être uniforme dès que la réabsorption devient notable. Supposer cette répartition uniforme constitue une approximation qui n'a que peu d'incidence sur l'évolution des phénomènes et en particulier sur la mesure de la température.

Dans le cas particulier des décharges du tore T.A. 2000 la structure de la colonne de plasma, au tout début de la décharge peut constituer une limitation à la validité du modèle. Cependant cette structure demeure assez floue et nous devons souligner que l'évolution des raies, moléculaire ou atomique, est la même quel que soit l'endroit considéré du plasma. Lorsque la densité atomique devient importante la structure tubulaire a disparu et la distribution radiale de l'intensité de la raie H_β donne approximativement la distribution radiale du niveau n = 4 ($\mathcal{C}_{42}$ est voisin de l'unité pour $0 < l < D$). Cette distribution n'est pas uniforme ; elle n'a pas, non plus un maximum très marqué. En outre, la comparaison des valeurs calculées et mesurées du rapport $\mathcal{C}_{31}/\mathcal{C}_{32} = R_M$ est satisfaisante. Nous pensons que l'hypothèse de la répartition uniforme des niveaux, pour le calcul des coefficients moyens de transmission, est acceptable.

Enfin nous avons obtenu une méthode commode et rapide de mesure de la température électronique à l'instant de l'émission maximale de la raie H_β. Elle nécessite un seul oscillogramme donnant l'évolution de l'intensité relative de la raie. Cette méthode ne nécessite pas la connaissance précise du début des phénomènes ce qui s'est révélé appréciable dans d'autres expériences telle que la striction tubulaire obtenue dans la machine Stator [110].

RÉFÉRENCES

[1] KAUFMAN (A.S.), HUGUES (T.P.), WILLIAMS (R.V.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 76, 487, 1960.

[2] HALLIN (R.), HUGHES (T.P.) - Proc. Phys. Soc. Vol 78, 201, 1961.

[3] BOCKASTEN (K.), HALLIN (R.), HUGHES (T.P.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 81, 522, 1963.

[4] GOLDSMITH (S.), KAUFMAN (A.S.) - Proc. Phys. Soc. Vol 81, 544, 1963.

[5] FAWCETT (B.C.), GABRIEL (A.H.), JONES (B.B.), PEACOCK (N.J.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 84, 257, 1964.

[6] HOUSE (L.L.), SAWYER (G.A.) - Astrophys. J. Vol. 139, 775, 1964.

[7] FAWCETTE (B.C.), GABRIEL (A.H.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 84, 1038, 1964.

[8] FAWCETT (B.C.), GABRIEL (A.H.) - Astrophys. J. Vol. 141, 343, 1965.

[9] BURTON (W.M.), WILSON (R.) - Proc. Phys. Soc. Vol 78, 410, 1961.

[10] McWHIRTER (R.W.P.) - Proc. 4th Conf. On Ion. Phen. in Gases, Uppsala (Suède) pp. 883, 1959.

[11] BRETON (C.), HERMAN (L.) - Proc. 4th Conf. On Ion. Phen. in Gases, Uppsala (Suède) pp. 972, 1959.

[12] DIMOCK (D.) - Proc. 4th Conf. On Ion. Phen. in Gases, Uppsala (Suède) pp. 1136, 1959.

[13] HINNOV (E.), HIRSCHBERG (J.G.), - Phys. Rev. Vol 125, 795, 1962.

[14] BIERMAN (L.) - Naturwiss. Vol. 34, 87, 1947.

[15] WOOLEY (R.V.D.R.), ALLEN (C.W.) - M.N.R.A.S. Vol. 108, 292, 1948.

[16] ELWERT (G.) - Z. Naturforsch. Vol 7A, 432, 1952.

[17] BRETON (C.) - Proc. 5th Conf. on Ion. Phen. in Gases, Munich 1961 p. 2247.

[18] McWHIRTER (R.W.P.) - Proc. Phys. Soc. Vol 75, 520, 1960.

[19] HOBBS (G.D.), McWHIRTER (R.W.P.), GRIFFIN (W.G.), JONES (T.J.L.) - Proc. 5th Conf. Ion. Phen. Gases, Munich 1961, p. 1965.

[20] BRETON (C.), SCHWOB (J.L.) - Compt. Rend. Vol 262B, pp. 667, 1966.

[21] SCHWOB (J.L.) - Thèse 1967.

[22] McWHIRTER (R.W.P.), HEARN (A.G.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 82, 641, 1963.

[23] BRETON (C.) - Compt. Rend. Vol. 258, 3648, 1964.

[24] BRETON (C.), SCHWOB (J.L.) - Compt. Rend. Vol 260, 461, (1965).

[25] BRETON (C.), SCHWOB (J.L.) - Compt. Rend. Vol. 261, 1211, 1965.

[26] SCHWOB (J.L.), BRETON (C.) - Compt. Rend. Vol 261, 1476, 1965.

[27] ETIEVANT (C.) et al. - Proc. 4th Int. Conf. Ion. Phen. in Gases, Uppsala 1959 pp. 967.

[28] HUBERT (P.), B.I.S.T. Vol 101, 17, 1966.
CANO (R.) et al. - B.I.S.T. Vol 101, 21, 1966.

[29] CANO (R.), MATTIOLI (M.) - B.I.S.T. Vol 101, 39, 1966.

[30] BAYLE (A.), ESPIARD (J.), BRETON (C.), CAPET (M.), HERMAN (L.) - Revue d'Optique Vol. 11, 585, 1962.

[31] ROMAND (J.), VODAR (B.) - Revue d'Optique Vol. 37, 329, 1958.

[32] SCHWOB (J.L.), DAMANY (N.), BRETON (C.) - J. de Phys. Radium Vol 23, 586, 1962.

[33] ROMAND (J.), VODAR (B.) - Optica Acta Vol. 9, 371, 1962.

[34] BRUNET (M.), JEHANNO (C.), JULIOT (C.), TARRIUS (A.) - Onde Electrique Vol 426, 746, 1962.

[35] BRUNET (M.), CANTIN (M.), JULIOT (C.), VASSEUR (J.) - J. Phys. sup. Vol. 24, 53A, 1963.

[36] PLATZ (P.), HIRSCHBERG (J.G.) - Compt. Rend. Vol 261, 1207, 1965.

[37] HIRSCHBERG (J.G.), BRETON (C.), CHABBAL (R.) - 3rd Symposium in Engineering problems in thermonuclear Research, Munich 1964.

[38] HIRSCHBERG (J.G.), PLATZ (P.) - Applied Optics Vol 4, 1375, 1965.

[39] SPITZER (L.) - Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publishers Inc, New York.

[40] KRAMERS (H.A.) - Philos. Mag. Vol. 46, 836, 1923.

[41] BATES (D.R.) - J. Chem. Phys. Vol 19, 1122, 1951.

[42] BATES (D.R.) - Month. Not. Vol. 111, 303, 1951.

[43] BOGGES (A.) - Astroph. J. Vol. 129, 432, 1959.

[44] MASSEY (H.W.S.), MOHR (C.B.O.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 135A, 258, 1932.

[45] EDELSTEIN (L.A.) - Nature Vol. 182, 932, 1958.

[46] CORRIGAN (S.J.B.), VON ENGEL (A.) - Proc. Roy. Soc. Vol. 245A, 325, 1958.

[47] MASSEY, BURHOP - Electronic and Ionic Impact Phenomena, Clarendon Press Oxford 1952.

[48] CORRIGAN (S.J.B.) - J. Chem. Phys. Vol 43, 12, 4381, 1965.

[49] TATE (J.T.), SMITH (P.T.) - Phys. Rev. Vol 39, 270, 1932.

[50] BOYD (R.L.F.), GREEN (G.W.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 71, 351, 1958.

[51] GRYSINKI (M.) - Phys. Rev. Vol. 115, 374, 1959.

[52] NEWHALL (H.F.) - Phys. Rev. Vol 62, 11, 1942.

[53] RAPP (D.), ENGLANDER-GOLDEN (O.), BRIGLIA (D.D.) - Phys. Rev. Vol 42, 4081, 1965.

[54] KERNER (E.H.) - Phys. Rev. Vol 92, 1441, 1953.

[55] IVASH (E.V.) - Phys. Rev. Vol. 112, 155, 1958.

[56] CALLAWAY (J.), CHOW (R.K.M.) - Phys. Rev. Vol 137, 1662, 1965.

[57] PEEK (J.M.) - Phys. Rev. Vol 140, 11, 1965.

[58] ALSMILLER Jr (R.G.) - ORNL n° 3232, 1962.

[59] DUNN (G.H.), ZYL (B.V.), ZARE (R.N.) - Phys. Rev. Let. Vol 15, 610, 1965.

[60] BATES (D.R.) - Phys. Rev. Vol 77, 718, 1950. Vol 78, 492, 1950.

[61] BAUER (E.), WU (T.Y.) - Can. J. Phys. Vol 34, 4436, 1956.

[62] BATES (D.R.) (edited by) Atomic and Molecular processes, Academic Press London, 1962.

[63] ALLISON (S.K.) - Rev. Modern Phys. Vol 30, 1137, 1958.

[64] HEINZ (O.), FEINLER (E.S.) - Tabulation of atomic and molecular charge transfer cross sections SRI Project n° SU 2853, 1961.

[65] STEVENSON (D.P.), SCHISSLER (D.O.) - J. Chem. Phys. Vol. 23, 1353, 1955.

[66] SCHISSLER (D.O.), STEVENSON (D.P.) - J. Chem. Phys. Vol. 24, 926, 1956.

[67] GIOUMOUSSIS (G.), STEVENSON (D.P.) - J. Chem. Phys. Vol. 29, 294, 1958.

[68] FIELD (E.H.), FRANKLIN (J.L.), LAMPE (F.W.) - J. Am. Chem. Soc. Vol. 78, 5697, 1956.

[69] VON GUTBIER (H.) - Z. Naturforschung Vol 12A, 499, 1957.

[70] STEVENSON (D.P.), SCHISSLER (D.D.) - J. Chem. Phys. Vol. 29, 282, 1958.

[71] FITE (W.L.), BRACKMANN (R.T.), SNOW (W.R.) - Phys. Rev. Vol. 112, 1161, 1958.

[72] DALGARNO (A.), YADAV (H.N.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 66A, 173, 1953.

[73] BATES (D.R.), DALGARNO (A.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 66A, 972, 1953.

[74] BRETON (C.), HIRSCHBERG (J.G.), HOFMANN (F.W.) - MATT Q. 21, pp. 96, 1964. (Princeton University USA).

[75] SARAPH (H.E.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 83, 763, 1964.

[76] CROTHERS (D.), Mc CARROLL (R.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 86, 753, 1965.

[77] VAINSHTEIN (L.), PRESNYAKDV (L.), SOBEL'MAN (I.) - Soviet Physics - JETP Vol. 18, 1383, 1964.

[78] McCARROL (R.) - Proc. Phys. Soc. Vol 70, 450, 1957.

[79] FITE (W.L.), BRACKMANN (R.T.) - Phys. Rev. Vol 112, 1151, 1958.

[80] McCREA (D.), McKIRGAN (T.V.M.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 75, 235, 1960.

[81] OMIDVAR (K.) - Phys. Rev. Vol. 140A, 38, 1965.

[82] McCOYD, MILFORD (S.N.), WAHL (J.S.) - Phys. Rev. Vol. 119, 149, 1960.

[83] FISHER (L.), MILFORD (S.N.), POMILLA (F.R.) - Phys. Rev. Vol. 119, 153, 1960.

[84] MASSEY (H. S.W.), MOHR (C.B.O.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 140, 613, 1933.

[85] GELTMAN - Phys. Rev. Vol. 102, 171, 1956.

[86] PETERKOP (R.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 77, 1220, 1961.

[87] OMIDVAR (K.) - Phys. Rev. Vol. 140A, 26, 1965.

[88] FITE (N.L.), BRACKMANN (R.T.) - Phys. Rev. Vol. 112, 1141, 1958.

[89] BOYD (R.L.F.), BOKSENBERG (A.) - Proc. 4th. Int. Conf. Ion. Phen. in Gases, Uppsala 1959, Voll, pp. 259.

[90] ROTHE (E.W.), MARINO (L.L.), NEYNABER (R.H.), TRUJILLO (S.M.) - Phys. Rev. Vol. 125, 582, 1962.

[91] BOYD (T.J.M.), SMITH (M.) - Cité par T.J.M. Boyd - University of Maryland Report, 1962.

[92] SWAN (P.) - Proc. Roy. Soc. Vol. A68, 1157, 1955.

[93] BIEBERMAN (L.M.) - J. Exp. Theor. Phys. Vol. 17, 416, 1947.

[94] HOLSTEIN (T.) - Phys. Rev. Vol 72, 1212, 1947. Vol 83, 1159, 1951.

[95] PHELPS (A.V.) - Phys. Rev. Vol. 110, 1362, 1958.

[96] WALSH (P.J.) - Phys. Rev. Vol. 107, 338, 1957.

[97] HEARN (A.G.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 81, 648, 1963.

[98] HEARN (A.G.) - Proc. Phys. Soc. Vol. 84, 11, 1964.

[99] MITCHELL (A.), ZEMANSKY (M.) - Resonance Radiation and excited Atoms. Cambridge University Press 1934.

[100] LADENBURG (R.), LEVY (S.) - Z. Physik Vol. 65, 189, 1930.

[101] BENSON (S.W.) - J. Chem. Phys. Vol. 38, 2285, 1963.

[102] DIXON-LEWIS (G.), SUTTON (M.M.), WILLIAMS (A.) - Disc. Faraday Soc. Vol 33, 205, 1962.

[103] BURKE (B.F.) - Astrophysical J. Vol 132, 514, 1960.

[104] MIZUSHIMA - Astrophysical J. Vol 132, 493, 1960.

[105] STANKEVICH - Astrophysical Z. Vol 37, 983, 1960 ou Soviet Astr. J. Vol. 4, 917, 1961.

[106] McWHIRTHER (R.W.P.), HEARN (A.G.) - Proc. Phys. Soc. Vol 82, 1963.

[107] CAPET (M.) - Compt. Rend. Vol 257, 1912, 1963.

[108] BECKER, DRAWIN (H.W.) - Rapport CEA n° R 2448, 1964.

[109] UCHIDA (T.), SATO (M.), HAMADA (S.) - Nuclear Fusion Vol. 2, 70, 1962.

[110] Association Euratom-CEA, Rapport annuel d'activité-Communication privée 1965.

Manuscrit reçu le 9-2-1967

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :
Orsay, le 5 Janvier 1967
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. BERGERARD

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
J. ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 280
1967